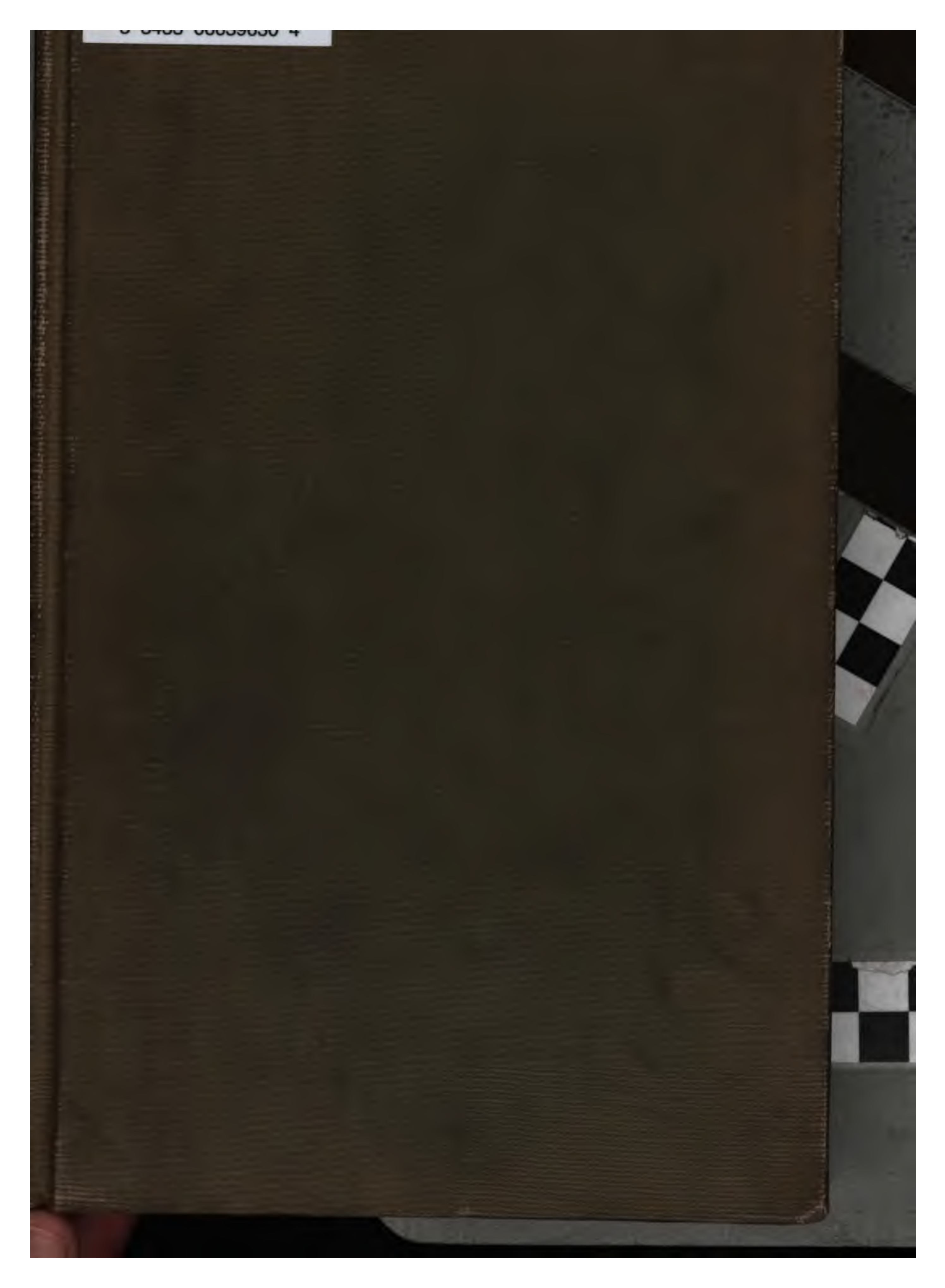
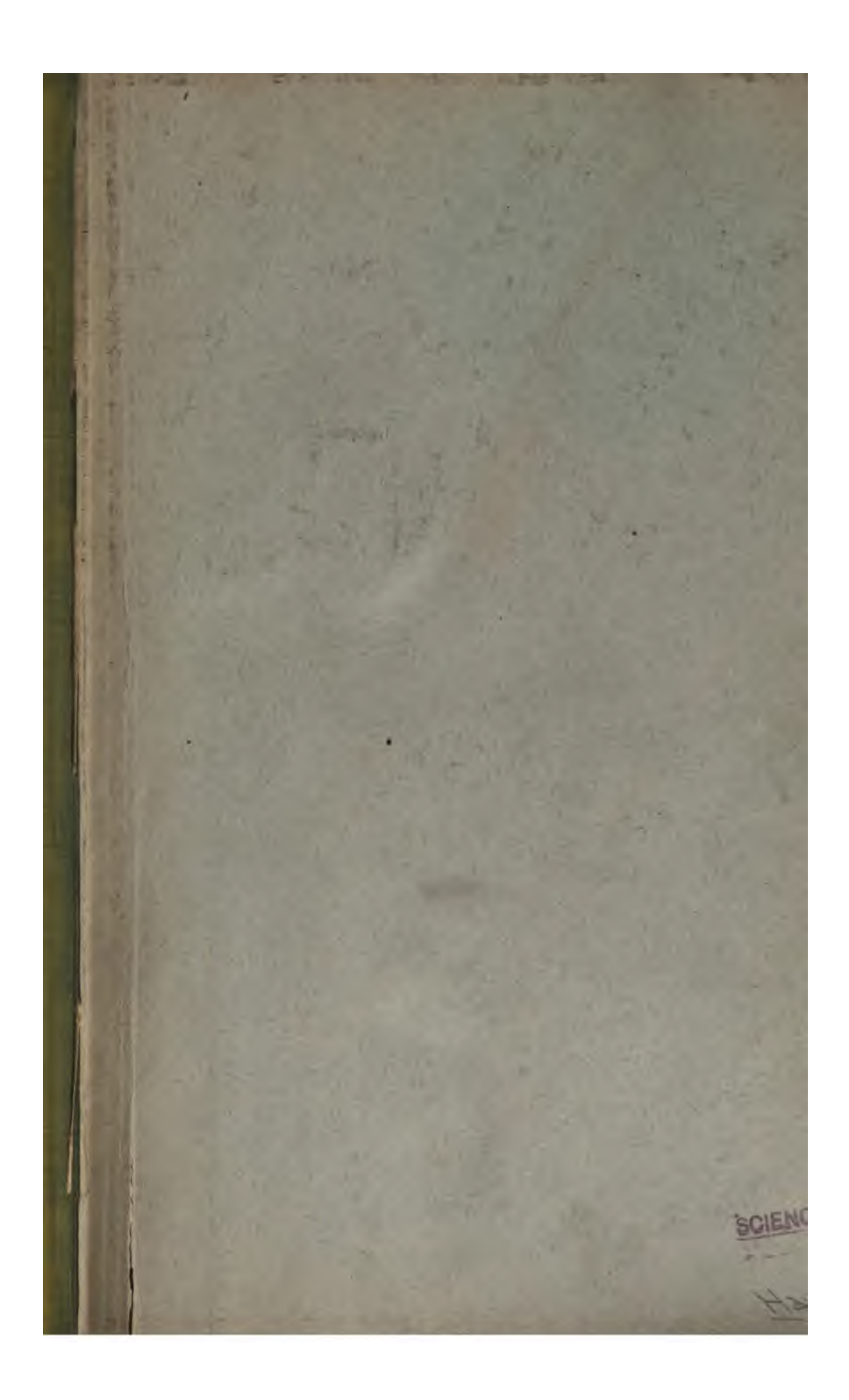



SCIENC

HANDBUCH DER
ANGEWANDTEN PHYSIKALISCHEN CHEMIE
HERAUSGEGEBEN VON
PROF. DR. G. BREDIG
BAND IX

PHOTOCHEMIE UND PHOTOGRAPHIE

VON

DR. KARL SCHAUM
A. O. PROFESSOR DER PHYSIKALISCHEN CHEMIE AN DER UNIVERSITÄT MARBURG I. H.

I. TEIL

MIT 114 ABBILDUNGEN



LEIPZIG 1908
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Verlag von **Johann Ambrosius Barth** in Leipzig.

BERTHELOT, M., Praktische Anleitung zur Ausführung thermochemischer Messungen. Ü Professor G. Siebert. 8°. [VIII, 111 Seiten mit 26 Figuren.] 1893.

Die Thermochemie gewinnt von Tag zu Tag eine größere Bedeutung, weil sie das Maß fü chemischen Vorgängen geleistete Arbeit liefert. Eine genaue Beschreibung der Meßmethoden und kalorimetrischen Bestimmungen in der Chemie fehlte noch, und Berthelot hat es verstanden, im vorlie ein Spezialwerk zu schaffen, das auch in der fließenden Übersetzung Prof. Sieberts großen Anklang

---

BOLTZMANN, L., Populäre Schriften. [VII, 440 Seiten.] 1905. M. 10.—; geb

Die Populären Schriften des zu früh Verstorbenen sind von verschiedenem Inhalt, teils Reden, wissenschaftliche Vorträge, Abhandlungen mehr philosophischen Inhalts, Rezensionen usw. Die Ans Verfassers sind immer originell, und deshalb werden seine Populären Schriften nicht nur im Kreise der sondern weit darüber hinaus Freunde finden.

EBERT, H., Anleitung zum Glasblasen. 3., völlig umgearbeitete Auflage. [XII, 120 68 Abbildungen.] 1904. M. 2.40; ge

Chemiker-Zeitung: Die Erfahrungen, welche der Verfasser sowohl beim Glasblasen wie beim gesammelt hat, haben ihn auf den fruchtbaren Gedanken gebracht, die Anleitung zum Glasblasen in d systematischen, aus fünf Übungsstufen bestehenden Unterrichtskursus zu bringen, welcher alle im Lab gewöhnlich zur Anwendung kommenden Glasbläserarbeiten berücksichtigt . . . Die Darstellung ist knapp klar und läßt überall erkennen, daß der Verfasser, welcher es in seiner Wissenschaft zu hohem Ans hat, auch in der Kunst des Glasblasens Meister ist. Wir wünschen dem Werkchen eine weite Verbrei überzeugt, daß kein Chemiker und Physiker es unbefriedigt aus der Hand legen wird.

ELBS, KARL, Die Akkumulatoren. Eine gemeinfaßliche Darlegung ihrer Wirkungsweis und Behandlung. 3. Auflage. [48 Seiten mit 3 Figuren.] 1901.

Das Schriftchen gibt eine äußerst klare und gemeinverständliche Erklärung des Prinzips der A sowie die Regeln für deren Behandlung und Benutzung. Es wendet sich nicht nur an Chemiker und P dern ebenso an Physiologen, Gymnasial- und Mittelschullehrer, Ärzte und Zahnärzte, welche aus U schlimme Erfahrungen mit Akkumulatoren machen.

GIBBS, J. Willard, Elementare Grundlagen der statistischen Mechanik, entwickelt besonders auf eine rationelle Begründung der Thermodynamik. Deutsch bearbeitet von Ernst [XI, 216 Seiten.] 1905. M. 10.—; geb

Das letzte Werk des jüngst verstorbenen amerikanischen Physikers wird hiermit dem deutschen einer guten Übersetzung geboten. Es ist der erste Versuch, die statistischen und die Wahrscheinlichkeits in der Mechanik, wie sie auf verschiedenen Gebieten der Physik, namentlich aber in der kinetischen Gas behrlich sind, unabhängig von ihrem Anwendungsgebiet auf sicherer Grundlage mathematisch streng

---

Handbuch der Physik. 2. Auflage. Unter Mitwirkung von zahlreichen Fachgelehrte geben von Prof. Dr. A. Winkelmann in Jena. In 6 Bänden. Lex. 8°.

Die Erscheinungsfolge der einzelnen Bände ist nicht an die Bandzahl geknüpft. Bish

Band I: **Allgemeine Physik.** 1. Abteilung. [IV, 54[illegible] mit 164 Abbild.] 1906.

Band III: **Wärme.** Vollständig. [XII, 1180 S[illegible] 206 Abbildungen.] 1906. M. 37.—; geb

Band IV: **Elektrizität und Magnetismus I.** Vo[illegible]4 Seiten mit 282 Al 1905. M. 32.—; geb

Band V: **Elektrizität und Magnetismus II.** Volls[illegible]n mit 409 Al 1908. [illegible]2.—; geb

Band VI: **Optik.** Vollständig. [XII, 1404 Seiten m[illegible]] 1906. [illegible] geb

Die noch fehlenden Teile: Band I, 2. Abteilung und Band [illegible]

Natur und Offenbarung: Nicht nur in den Reihen der Fachphysiker, [illegible] welche sich mit den der Physik verwandten Gebieten befassen, wird die Neubea[illegible] von Winkelmann als eine erfreuliche Tatsache begrüßt werden. Denn seit dem [illegible] Beginn der Auflage des vierbändigen Werkes wurden nicht nur in einzelnen Disziplin[illegible] gemacht, sondern es sind damals vollkommen neue Gebiete unserer Wissenschaft erschl[illegible] gilt in besonders hohem Grade von der Elektrizität und es ist deshalb sehr dankenswert, d[illegible] von der Elektrizität und dem Magnetismus enthaltende Band zuerst erschien.

HANTZSCH, A., Grundriß der Stereochemie. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. 1904. M. 5.60

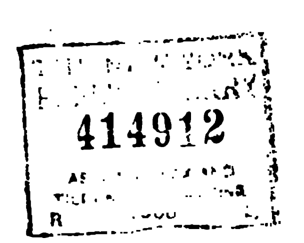
Trotz vielfacher Erweiterung hat diese 2. Auflage den Charakter eines Grundrisses durch dem Streben nach möglichster Konzentration des Inhaltes sind alle Detailangaben vermieden und die auf das notwendigste beschränkt worden. Für die Brauchbarkeit des Buches spricht neben dem neuen Auflage der Umstand, daß das Buch sowohl eine französische Bearbeitung als auch eine Üb lische und ins Russische gefunden hat.

HOFMANN, K., Die radioaktiven Stoffe nach dem gegenwärtigen Stande der wissen[illegible] kenntnis. Zweite Aufl. [76 Seiten.] 1904.

Elektrochemische Zeitschrift: Wenn es der Verfasser unternommen hat, durch vorliegendes [illegible] nisse von den radioaktiven Stoffen und ihren Wirkungen auch in den Kreisen zu verbreiten, die d[illegible] her fern gestanden, so hat er sich damit sicherlich eine sehr verdienstvolle Aufgabe gestellt. Das [illegible] vollständigen Überblick über unser gesamtes Wissen von den Erscheinungen der Radioaktivität [illegible] prägnanter Darstellung. Trotz dieser Kürze wird es jedoch auch für denjenigen von Nutzen sein, [illegible] über das vorliegende Gebiet unterrichten will, oder der es durch eigene Forschungen weiter auszub[illegible]

Journal für praktische Chemie, begründet von Erdmann, fortgeführt von Kolbe [illegible] von E. v. Meyer. Jährlich 24 Hefte, in 2 Bänden (Bd. 76 und 77 im Jahre 19[illegible]

Durch Nachdruck der vergriffenen Jahrgänge 1870—75 kann die neue Folge Bd. 1 bis 50 [illegible] einigen wenigen Exemplaren wieder komplett abgegeben werden.


414912

HANDBUCH
DER
ANGEWANDTEN PHYSIKALISCHEN CHEMI

IN EINZELDARSTELLUNGEN

UNTER MITWIRKUNG VON

Prof. Dr. R. ABEGG-BRESLAU, Prof. Dr. E. BAUR-BRAUNSCHWEIG, Dr. W. BÖTTGE
LEIPZIG, Prof. Dr. G. BRUNI-PADUA, Dr. H. BRUNSWIG-NEU-BABELSBERG, Prof. I
E. COHEN-UTRECHT, Prof. Dr. C. DOELTER-WIEN, Prof. Dr. F. DOLEZALE
CHARLOTTENBURG, Dr. ALEX. FINDLAY-BIRMINGHAM, Prof. Dr. F. FOERSTER-DRESD
Prof. Dr. H. GOLDSCHMIDT-KRISTIANIA, Prof. Dr. F. HABER-KARLSRUHE, Dr.
HERSCHKOWITSCH-JENA, Prof. Dr. L. HOLBORN-CHARLOTTENBURG, Regierungs
A. v. IHERING-BERLIN, Dr. ST. JAHN-CHARLOTTENBURG, Dr. K. KNÜPFFE
SCHLÜSSELBURG, Dr. TH. KOERNER IN SUMATRA UND Dr. A. MÜLLER-FÜRSTENWAL
Prof. Dr. J. P. KUENEN-LEIDEN, Dr. W. LENZ-BERLIN, Prof. Dr. C. UND Dr. F
LINDE-MÜNCHEN, Prof. Dr. R. LORENZ-ZÜRICH, Prof. Dr. W. MEYERHOFFER
BERLIN, Prof. Dr. V. ROTHMUND-PRAG, Prof. Dr. K. SCHAUM-MARBURG.

HERAUSGEGEBEN

VON

DR. GEORG BREDIG

A. O. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

BAND IX:

PHOTOCHEMIE UND PHOTOGRAPHIE

VON

Prof. Dr. KARL SCHAUM

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1908

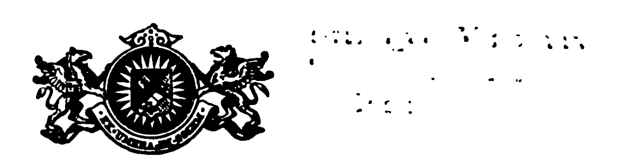
OTOCHEMIE UND PHOTOGRAPHIE

VON

DR. KARL SCHAUM
A. O. PROFESSOR DER PHYSIKALISCHEN CHEMIE AN DER UNIVERSITÄT
MARBURG I. H.

I. TEIL

MIT 114 ABBILDUNGEN



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1908

Vorwort zum ersten Teil.

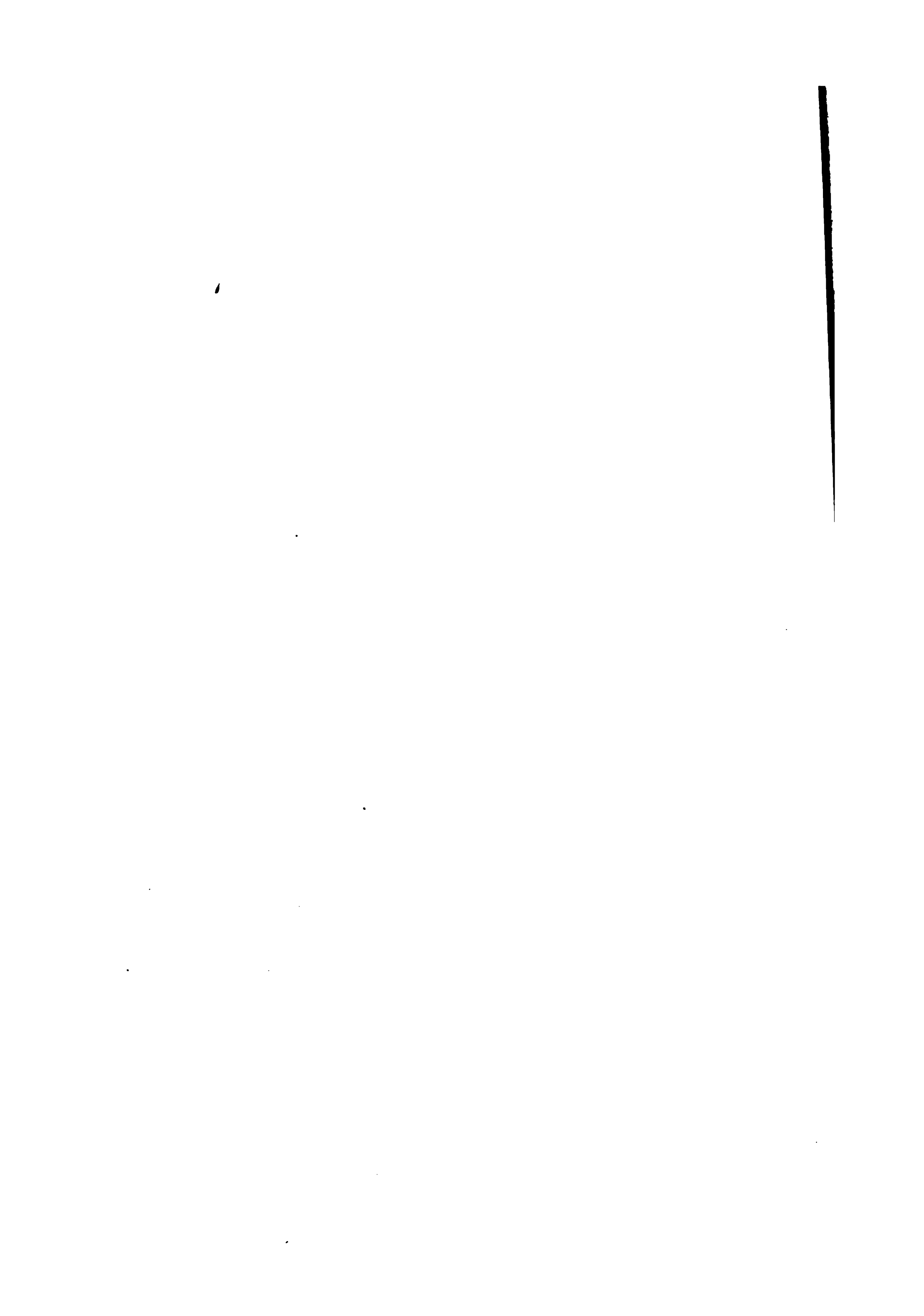
Das vorliegende Buch wendet sich in erster Linie an den Chemiker; das bisher im Fachunterricht arg vernachlässigte Gebiet der Photochemie — mit diesem Ausdruck soll die gesamte Lehre von der Entstehung und Umwandlung der strahlenden Energie bezeichnet werden — ist in der Praxis, z. B. für beleuchtungstechnische Fragen, für die optische Temperaturbestimmung, für spektroskopische Untersuchungen, für die Photographie etc. von solch ungemeiner Wichtigkeit geworden, daß sich jeder Chemiker die Grundlehren dieser Disziplin unbedingt aneignen muß.

Da das Buch vornehmlich einem Leserkreis dienen soll, dem die physikalische Seite der Strahlungslehre relativ fremd ist, habe ich mich bemüht, die Darstellung so elementar wie möglich zu halten; daher sind auch des öfteren dem einigermaßen mit dem Gebiet Vertrauten wahrscheinlich recht überflüssig scheinende Bemerkungen bei der Besprechung solcher Dinge eingefügt, die dem Anfänger nach den Erfahrungen des Verfassers erhebliche Schwierigkeiten bereiten bzw. ihn zu Trugschlüssen verleiten können.

Bei der Abfassung des Manuskriptes hatte ich mich des gütigen Rates des Herrn Prof. Dr. H. Konen (Münster) in reichem Maße zu erfreuen; und bei der Revision meiner Darlegungen hat mich Herr Dr. Ejnar Hertzsprung (Kopenhagen) in liebenswürdiger Weise unterstützt. Beiden Kollegen schulde ich für zahlreiche wertvolle Änderungsvorschläge bzw. Ergänzungen den aufrichtigsten Dank.

Marburg i. H.

Karl Schaum.



Inhaltsübersicht.

Einleitung.

Eine der vornehmsten Aufgaben der physikalisch-chemischen Forschung besteht in der Feststellung der zwischen den einzelnen Energieformen, vornehmlich der zwischen der chemischen Energie und den anderen Energiearten obwaltenden Beziehungen. In den folgenden Kapiteln soll der Versuch gemacht werden, das Verhältnis der strahlenden Energie zu den übrigen Energiegattungen, und zwar möglichst vom Standpunkt der physikalischen Chemie aus, darzustellen. Dementsprechend würde es sich in erster Linie darum handeln, die Beziehungen der strahlenden Energie zur chemischen Energie zu untersuchen; wie jedoch die physikalische Chemie keineswegs eine Erörterung z. B. der Umwandlungsfähigkeit von Wärme in mechanische oder in elektrische Energie entbehren kann, so erscheint es in Anbetracht der ungeheuren Bedeutung der strahlenden Energie für alles Sein und Werden gerechtfertigt, auch ihre Beziehungen zu den übrigen Energiearten in den Kreis der Betrachtungen zu ziehen.

Wenn man auch im allgemeinen unter strahlender Energie nur die elektromagnetischen Strahlen (Strahlen des sichtbaren und des unsichtbaren Spektrums, elektrische Strahlen) versteht, so dürfen gewiß die nahe verwandten Röntgenstrahlen, und wohl auch die allerdings wesentlich anders gearteten Elektronenstrahlen in selbständigen Teilen angegliedert werden. Im folgenden wird die Benennung »strahlende Energie« nur für die elektromagnetischen Strahlen verwendet werden; die anderen Arten sollen dagegen stets ihren definierenden Namen erhalten.

Die Kapitel der gesamten Strahlungslehre, welche in den folgenden Abschnitten besprochen werden sollen, sind in der Tabelle S. 2 zusammengestellt. Die Beziehungen zwischen den einzelnen Energieformen und Strahlengattungen sind in der Weise angegeben, daß die Entstehung der Strahlensorten aus den verschiedenen Energiearten durch gewöhnlichen Druck, die *Umwandlung* der ersteren in die letzteren durch *Kursivschrift* bezeichnet ist.

	Elektromagnetische Strahlen			**Elektronenstrahlen**		
	Elektrische Strahlen	**Strahlen des gesamten Spektrums**	**Röntgenstrahlen**	**Becquerelstrahlen**	**Kathodenstrahlen**	**Anodenstrahlen (Kanalstrahlen)**
Wärme		Temperaturstrahlung		Glühelektrische Erscheinungen		
	Wärmeentwicklung bei der Absorption.				*Wärmeentwicklung beim Aufprall*	
Mechanische Energie		Tribolumin-escenz			*Radiometerwirkung.*	
		Strahlungsdruck.				
Strahlende Energie		Photolumin-escenz: Fluorescenz, Phosphorescenz, Thermolumin-escenz.	*Fluorescenz.*	Ionenbildung durch Belichtung		
				Fluorescenz, Phosphorescenz,		
Elektrische Energie	Elektrische Strahlen	Elektrolumin-escenz			Kathodenstrahlen	Anodenstrahlen
	Aktinoelektrische Wirkungen.			*Elektrische Wirkungen.*		
Chemische Energie		Chemilumin-escenz; Lyo-, Krystallo-, Krystallisationslumin-escenz.		Becquerelstrahlen.		
	Photochemische Wirkungen					
	Polymerisation, Synthesen, Zersetzung.	*Umwandlungsbeschleunigung. Reduktion, Oxydation, Isomerisation, Substitution, Synthesen, Zersetzungen; Physiologische Wirkungen; Wirkung auf den Sehpurpur; Assimilation.*		*Ozonbildung.*	*Reduktionswirkungen.*	
				Physiologische Wirkungen.		
		Wirkung auf die photographische Platte.		*Wirkung auf die photogr. Platte.*		
Elektronenstrahlen			Röntgenstrahlen.			

Allgemeine Eigenschaften der strahlenden Energie.

Die strahlende Energie ist an keinen materiellen Träger gebunden; sie geht durch den leeren Raum mit einer Geschwindigkeit von ca. 3×10^{10} cm in der Sekunde, durch andere Mittel mit (meist) kleinerer Geschwindigkeit und unter teilweiser, oft sehr geringer Umwandlung in andere Energieformen. Für unsere Sinne ist die strahlende Energie nicht erkennbar, sie wird es erst durch ihre Umwandlungen, von denen zwei besonders sinnenfällig sind: die Verwandlung in chemische Energie auf der Netzhaut des Auges, welcher aber nur ein Teil der strahlenden Energie unterliegt, den wir als »Licht« bezeichnen, und die sehr allgemeine Umwandlung in Wärme, welche wir leicht an uns und an den uns umgebenden Systemen wahrnehmen.

Eine sehr wichtige Eigenschaft der strahlenden Energie ist ihr periodischer Charakter, welchen wir auf Grund der MAXWELLschen Theorie[1] und der HERTZschen Versuche[2] durch die Annahme periodisch sich ändernder, elektromagnetischer Störungen in dem die intramolekularen Zwischenräume wie auch den leeren Raum erfüllenden »Äther« interpretieren; vom Standpunkt dieser theoretischen Auffassung aus sprechen wir von elektromagnetischen Schwingungen, Wellen und Strahlen.

Zwischen der Wellenlänge λ, der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v und der Schwingungsdauer T resp. dem reziproken Wert derselben, der Schwingungszahl n besteht die Beziehung (λ und v sind abhängig, T und n unabhängig vom Medium)

$$\lambda = vT = \frac{v}{n}.$$

n variiert innerhalb außerordentlich weiter Grenzen, so daß man von ungemein vielen Arten strahlender Energie sprechen könnte. Wir dürfen die in ihrem Verhalten nahestehenden Strahlengattungen jedoch unter gemeinsamen Bezeichnungen zusammenfassen und gelangen so zu folgender Tabelle:[3]

	Elektrische Strahlen	Unbekanntes Gebiet[4]	Ultrarote Strahlen	Sichtbare (Licht-) Strahlen	Ultraviolette Strahlen
λ	∞ bis ca. 3 mm	3 bis 0,06 mm	0,06 bis 0,00076 mm	0,00076 bis 0,00040 mm	0,00040 bis 0,00010 mm
n (obere Grenze):	$0{,}10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$	$400 \cdot 10^{12}$	$800 \cdot 10^{12}$	$3000 \cdot 10^{12}$
Oktaven (ca.):	∞	$5^1/_2$	$6^1/_2$	1	2

Diese Einteilung ist (wegen der variierenden Empfindlichkeit des Auges bei verschiedenen Individuen) keine absolut gültige; sie soll auch nur eine annähernde Orientierung geben. Irgend ein prinzipieller Unterschied zwischen jenen Strahlen existiert durchaus nicht; alle Strahlenarten lassen sich leicht in Wärme umwandeln, viele derselben sind fähig, in chemische Energie überzugehen (meist reagiert ein gegen strahlende Energie empfindliches chemisches System — z. B. auch die Netzhaut des Auges — ganz besonders auf ein mehr oder weniger begrenztes Spektralgebiet). Völlig unzulässig ist es daher, von Wärmestrahlen und von chemischen Strahlen zu sprechen.

Wir beginnen unsere Betrachtungen mit der Darstellung der theoretisch wie experimentell am eingehendsten untersuchten Beziehungen der strahlenden Energie zur Wärme.

---

1 CL. MAXWELL, Phil. Trans. **155**, 1864; Treat. on Electr. and Magn. Oxford 1881. Scientif. Papers 1890. — 2 H. HERTZ, W. A. **34**, 551, 610, 1888; **36**, 1, 769, 1889; Ges. Werke **2**, 115. Leipzig 1894. — 3 Vgl. z. B. O. D. CHOWLSON, Lehrbuch der Physik, übersetzt von H. PFLAUM. Braunschweig (Fr. Vieweg) 1904, Bd. II, 175, 505. — 4 Vgl. hierzu E. F. NICHOLS, Electrician **54**, 58, 1904; Beibl. 1905, 424.

I. Strahlende Energie und Wärme.

A. Entstehung strahlender Energie aus Wärme.[1]

Jeder »warme« Körper, d. h. jeder oberhalb des absoluten Nullpunktes (— 273° C.) befindliche Körper, sendet beständig auf Kosten seines Wärmeinhaltes strahlende Energie aus. Diese Temperaturstrahlung (thermaktine, reguläre Strahlung) steht im Gegensatz zu den Luminescenzerscheinungen (allaktine, irreguläre Strahlung), bei welcher nicht (oder nicht ausschließlich) Wärme, sondern andere Energieformen in strahlende Energie umgewandelt werden.[2]

Temperaturstrahlung zeigen die Stoffe in allen drei Aggregatzuständen. Wir behandeln zunächst die Strahlung fester Körper und flüssiger Substanzen (geschmolzener Metalle etc.) und zwar gemeinsam, da diese Körper analoge Strahlungserscheinungen zeigen, insofern sie ein kontinuierliches Emissionsspektrum liefern; nur ganz wenige Stoffe, wie Erbium- und Didymoxyd, scheinen hiervon eine Ausnahme zu machen, indem sie Bandenspektren geben.[3] Die Strahlung der Gase wird in einem besonderen Kapitel besprochen werden; sie erfordert eine spezielle vorsichtige Behandlung, da die charakteristischsten Strahlungserscheinungen derselben, die Linienspektren, in den allermeisten Fällen wahrscheinlich keine reinen Temperaturphänomene sind.

1. Die Strahlung fester und flüssiger Körper.

Die von der Flächeneinheit eines Körpers bei einer bestimmten Temperatur in der Zeiteinheit emittierte Energiemenge nennt man das absolute Strahlungs- (Emissions-) vermögen des Körpers bei der betreffenden Temperatur; es hängt in hohem Grade sowohl von der Natur des Körpers wie auch von der Temperatur desselben, ferner noch von dem Brechungsexponenten des direkt angrenzenden Stoffes ab;[4] im übrigen ist es völlig unabhängig von der Natur, dem Zustand und der Temperatur der näheren oder weiteren Umgebung. Die Strahlung eines Körpers kann nämlich auf keine Weise beeinträchtigt oder kompensiert werden (von dem nur theoretisches Interesse besitzenden Fall, daß ein Körper sich mit Lichtgeschwindigkeit oder schneller bewegt, wird abgesehen), besonders auch nicht, wie schon P. PREVOST[5] erkannte, durch die von einem heißeren System auf ihn treffende Strahlung.

Das absolute Emissionsvermögen ist nicht direkt messbar, weil man die Umgebung des »Strahlers«, die vollkommen nichtreflektierend sein müßte, nicht auf 0° abs. (— 273° C.) bringen kann. Die warmen Stoffe der Umgebung empfangen aber nicht nur strahlende Energie von seiten des wärmeren Körpers, sondern sie strahlen, wie aus dem oben Gesagten hervorgeht, auch ihrerseits

---

1 Bei der außerordentlich umfangreichen älteren und neueren Literatur würde ein Zitieren aller einschlägigen Abhandlungen zu weit führen. Deshalb wurde vornehmlich auf die Erwähnung grundlegender Arbeiten Wert gelegt, dagegen auf die Zitierung solcher, die bereits überholt wurden, nichts Neues bringen oder rein polemischen Charakters sind, verzichtet. Eine weitgehende Literaturangabe schien um so weniger nötig, als eine vortreffliche vollständige Zusammenstellung, die bis zum Jahre 1902 reicht, in dem Handbuch der Spektroskopie von H. KAYSER, Bd. II, 1902, Leipzig (S. Hirzel) enthalten ist, dem ich zahlreiche Angaben entnommen habe. Während der Korr. erschien „Wärmestrahlung" in A. WINKELMANNS Handb. d. Physik, 2. Aufl., Bd. III, 2 (bearb. von L. GRAETZ). — 2 Vgl. E. WIEDEMANN, W. A. **37**, 117, 1889; R. VON HELMHOLTZ, Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase, Berlin 1889 (Verh. des Gewerbe-Vereins in Preußen, bei L. Simion); E. WARBURG, Lehrb. d. Experimentalphysik 1893, Freiburg i. B. (Mohr); H. KAYSER, Handb. d. Spektroskopie Bd. II, 165. — 3 J. BAHR, Lieb. Ann. **135**, 376, 1865. — 4 Das Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers (siehe S. 6) ist nämlich proportional dem Quadrat des Brechungsexponenten des umgebenden Mediums. G. KIRCHHOFF, Litt. S. 5; R. CLAUSIUS, Pogg. Ann. **121**, 1, 1864; G. V. QUINTUS ICILIUS, Pogg. Ann. **137**, 30, 1866; S. SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN, C. R. **123**, 230, 1896; siehe auch L. WILHELMY, Pogg. Ann. **84**, 119, 1851. — 5 Journ. de Phys. 1811.

diesem Energie gemäß ihrem eigenen absoluten Emissionsvermögen zu, wodurch ein Teil des Wärmeverlustes des Strahlers wieder ausgeglichen wird.

Direkt messbar ist also nur das relative Strahlungsvermögen eines Körpers von einer Temperatur T gegen ein System von einer niederen Temperatur T_0. Man kann zu diesem Zweck die Energieabgabe des Strahlers, oder, was meist vorzuziehen ist, den Energiegewinn der Umgebung resp. eines Teiles der Umgebung bestimmen; die Umgebung resp. der betreffende Teil derselben muß die gesamte auffallende Strahlung absorbieren und (ausschließlich) in Wärme umwandeln. Die Temperaturänderungen des Strahlers und des Empfängers während der Messung müssen natürlich klein neben T und T_0 bleiben. Über die Ausführung und die Berechnung derartiger Messungen wird in einem besonderen Abschnitt gesprochen werden.

Treten verschieden warme Körper in einem begrenzten Raume in dauernde Strahlungsbeziehung, so führt der Energieaustausch schließlich zum Ausgleich der Temperaturdifferenzen unter Herstellung eines dynamischen Gleichgewichtes; in diesem Gleichgewichtszustand erfolgt der Energieaustausch zwischen den gleich warmen Körpern in der Weise, daß Verlust und Gewinn sich überall decken, daß also die Temperaturgleichheit erhalten bleibt; andernfalls würde der zweite Hauptsatz verletzt; denn da die Körper bei direkter Berührung im thermischen Gleichgewicht wären, müssen sie auch in jeder anderen Weise, also auch hinsichtlich der Energieübertragung durch Strahlung, im Temperaturgleichgewicht sein. Zu diesem Ergebnis kommen wir, ohne über das Emissions- und das Absorptionsvermögen, noch über die Beziehungen beider etwas zu wissen. Über diesen Punkt gibt uns aber gerade die Weiterführung jener Erwägung einen ungemein wichtigen Aufschluß.

Das Kirchhoffsche Gesetz.[1]

In einem adiathermanen geschlossenen Raum von überall gleicher Temperatur befinde sich ein Körper K; die von ihm in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energiemenge sei E, die in der gleichen Zeit auf ihn fallende, von den Wänden emittierte Energiemenge sei S; von ihr absorbiere er den Bruchteil AS; da Temperaturgleichgewicht vorausgesetzt ist, folgt

$$E = AS. \tag{1}$$

Ist K eine kleine Kugel, welche in den verschiedenen Richtungen für die Strahlen verschiedener Wellenlängen und Polarisationsrichtungen ein ganz verschiedenes Reflexions- und Absorptionsvermögen besitzt, und drehen wir die Kugel um ihren Mittelpunkt, so kann natürlich ihre Temperatur nicht geändert werden; dies müßte aber der Fall sein, wenn in der Strahlung S bestimmte Richtungen der Strahlung oder Strahlen besonderer Polarisation vorherrschten; denn dann würde sich bei der Drehung das Absorptionsvermögen A der Kugel für diese Strahlungsart, mithin auch AS stark ändern. Die Strahlung im Hohlraum muß also in allen Richtungen die gleiche Beschaffenheit haben.

Die Strahlung S enthält Strahlen aller möglichen Wellenlängen zwischen 0 und ∞; ist $S_\lambda d\lambda$ die zwischen den Wellenlängen λ und $\lambda + d\lambda$ enthaltene Strahlungsenergie, so ist

$$S = \int_0^\infty S_\lambda d\lambda. \tag{2}$$

---

[1] G. KIRCHHOFF, Berl. Ber. 1859, 783; Pogg. Ann. **109**, 275, 1860; Abh. Berl. Akad. 1861, 63; Pogg. Ann. **118**, 94, 1863; Gesammelte Werke Leipzig 1882; ferner OSTWALDS Klassiker No. 100, 1898 (bearb. von M. PLANCK).

Ist A_λ das spezifische Absorptionsvermögen eines beliebigen Körpers K für die Strahlung der Wellenlänge λ, so ist die gesamte absorbierte Strahlung

$$AS = \int_0^\infty A_\lambda S_\lambda \, d\lambda, \tag{3}$$

mithin nach (1)

$$E = \int_0^\infty A_\lambda S_\lambda \, d\lambda. \tag{3a}$$

Bringt man den Körper K nacheinander in eine beliebige Anzahl adiathermaner Hohlräume, welche alle dieselbe Temperatur besitzen, aber sonst ganz verschieden an Gestalt, Material etc. sind, so bleibt E und A_λ des Körpers K natürlich ungeändert; wäre in den verschiedenen Räumen die auf K auffallende Strahlung S_λ verschieden, etwa S'_λ, S''_λ, S'''_λ, ..., so müßte

$$\int_0^\infty A_\lambda S_\lambda \, d\lambda = \int_0^\infty A_\lambda S'_\lambda \, d\lambda = \int_0^\infty A_\lambda S''_\lambda \, d\lambda = E$$

sein. Da K nun ganz willkürlich, also A_λ von S_λ gänzlich unabhängig ist, muß

$$S_\lambda = S'_\lambda = S''_\lambda \ldots .$$

sein.

Die Strahlung in allen solchen Hohlräumen ist demnach gleich

$$S = \int_0^\infty S_\lambda \, d\lambda = \frac{E}{A} \tag{4}$$

d. h. gleich derjenigen Strahlung, welche der Körper K aussenden würde, wenn für ihn $A = 1$ wäre. Einen solchen Körper, der also alle auf ihn fallende Strahlung vollkommen absorbiert, demnach Strahlung weder reflektiert noch durchläßt, bezeichnet man nach G. KIRCHHOFF als einen »absolut schwarzen Körper«; die von ihm ausgehende Strahlung nach M. THIESSEN[1] als »schwarze Strahlung«.

Die Gleichung (4) sagt aus, daß das Verhältnis der Gesamtstrahlung zur Gesamtabsorption bei einer bestimmten Temperatur für alle Körper denselben Wert hat, nämlich den der schwarzen Strahlung bei dieser Temperatur.

Da nun im Inneren eines Hohlraumes die Strahlung in allen Richtungen identisch, von dem Material unabhängig und gleich der Strahlung des absolut schwarzen Körpers für die betreffende Temperatur ist, setzt sich die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit eines nicht schwarzen Körpers im Innern des Hohlraumes ausgehende spezielle Strahlung S_λ zusammen aus der „Eigenstrahlung“ E_λ des betreffenden Stoffes und der »geborgten Strahlung« G_λ, d. h. derjenigen Energiemenge, welche von dem Körper reflektiert oder durchgelassen wird. Es folgt demnach die Gleichung

$$S_\lambda = E_\lambda + G_\lambda. \tag{5}$$

Da andererseits die auf die Flächeneinheit des Körpers fallende Strahlung ebenfalls S_λ ist, so folgt, wenn wir das Absorptionsvermögen des Körpers mit A_λ bezeichnen, für die »geborgte Strahlung« der Wert

$$G_\lambda = S_\lambda - A_\lambda S_\lambda;$$

mithin wird nach (5)

$$E_\lambda = A_\lambda S_\lambda. \tag{6}$$

---

[1] Verh. deutsch. phys. Ges. 2, 37, 1900.

Haben wir also die Körper $K_1 K_2 K_3 \ldots.$ alle bei derselben Temperatur T, und sind $E'_\lambda E''_\lambda E'''_\lambda \ldots.$ die Emissionsvermögen, $A'_\lambda A''_\lambda A'''_\lambda \ldots$ die Absorptionsvermögen derselben bezogen auf eine bestimmte, für alle gleiche Wellenlänge λ, so ist

$$\frac{E'_\lambda}{A'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{A''_\lambda} = \frac{E'''_\lambda}{A'''_\lambda} = S_\lambda \tag{7}$$

d. h.:

»Das Verhältnis zwischen Emissionsvermögen und Absorptionsvermögen für die gleiche Temperatur und Wellenlänge ist für alle Körper das nämliche, also unabhängig von der Natur des Stoffes, und zwar ist es gleich dem Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers für die betreffende Wellenlänge.«

Dies ist das KIRCHHOFFsche Gesetz. Der mitgeteilte Beweis für dasselbe, der zugleich der einfachste und einwandfreieste ist, stammt von E. PRINGSHEIM[1].

Fällt auf einen beliebigen Körper die Strahlung J von bestimmter Wellenlänge, so wird ein Teil A derselben absorbiert, ein anderer Teil D durchgelassen, ein dritter R äußerlich, ein vierter R_1 diffus (aus dem Inneren) reflektiert, so daß

$$J = A + D + R + R_1;\ A = J - D - R - R_1$$

also

$$E = S\ (J - D - R - R_1) \tag{8}$$

ist.

Ist der Körper für strahlende Energie undurchlässig oder absorbiert er die betreffende Strahlenart vollkommen (was von der Dicke bedingt wird), so ist $D = O$; besitzt er Metallglanz so ist $R_1 = O$, sind gleichzeitig R_1 und $D = O$, so können die Gleichungen

$$A = J - R;\ E = S\ (J - R) \tag{8a}$$

benutzt werden, um aus der Reflexion Absorptions- und Emissionsvermögen zu berechnen. Bei Gasen werden im allgemeinen R und $R_1 = O$ gesetzt werden dürfen, so daß Absorption und Emission aus den Beziehungen

$$A = J - D;\ E = S\ (J - D) \tag{8b}$$

folgen.

Man muß streng beachten, daß das KIRCHHOFFsche Gesetz nicht nur eine qualitative, sondern vornehmlich eine quantitative Beziehung feststellt. Die qualitative Seite des Satzes, die schon vor G. KIRCHHOFF[2] bekannt war, sagt aus, daß bei einer bestimmten Temperatur sowohl das gesamte wie auch das auf Strahlen einer bestimmten Wellenlänge oder Polarisationsrichtung bezogene spezielle Emissionsvermögen bei allen Körpern parallel dem gesamten resp. dem (für die betreffende Strahlenart gültigen) speziellen Absorptionsvermögen geht; ein Körper, der vornehmlich Strahlen einer gewissen Wellenlänge oder Polarisationsrichtung absorbiert, emittiert also bei der nämlichen Temperatur vornehmlich Strahlen der gleichen Art. Das KIRCHHOFFsche Gesetz gibt aber ferner genau die quantitative Beziehung an, indem es festsetzt, daß bei einer bestimmten Temperatur das gesamte resp. spezielle Emissionsvermögen jedes Körpers proportional ist seinem gesamten resp. speziellen Absorptionsvermögen, und daß der Proportionalitätsfaktor gleich ist dem gesamten resp. speziellen Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers für die betreffende

[1] Verh. deutsch. phys. Ges. **3**, 81, 1901; Z. wiss. Phot. **I**, 360, 1904. Über die älteren Beweise des KIRCHHOFFschen Gesetzes siehe H. KAYSER, Handbuch der Spektroskopie Bd. II, Kapitel I. 1902 (Leipzig, S. Hirzel); ferner P. DRUDE, Lehrb. d. Optik p. 457, 1900 (Leipzig, S. Hirzel); W. WIEN und O. LUMMER, W. A. **56**, 451, 1895; F. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der praktischen Physik, X. Aufl. Leipzig 1905, S. 339; F. RICHARZ, z. wiss. Phot. **1**, 5, 359. — [2] Vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, **3**, 39 etc.

[illegible] Kirchhoffschen Gesetzes gilt nur fr [illegible] ist die [illegible] Lumineszenzerscheinungen häufig [illegible] leuchtender Gase. [illegible] Kirchhoff[illegible] den Wese [illegible]

[illegible] einer bestimmte [illegible] Strahlen alle [illegible] diejenige irgend [illegible] nicht zumir [illegible] Die schwarze Strahlung [illegible] enthalten [illegible] für irgend [illegible] Temperatur größtmöglichen [illegible]

[illegible] die vielleicht [illegible] jedoch be[illegible] dürfte ihre kurz [illegible] — [illegible] das Emission[illegible] eine bestimmte Temperatur definier [illegible] dieser Temperatur konstante Verhältnis [illegible]

[illegible] der Wellenlänge abhängt, mithin [illegible]

[illegible] Tatsache, daß für den [illegible] Wellenlängen gleich, näm[illegible] Strahlen[illegible] schwarzen Körpe [illegible]

[illegible] höherer Temperatur [illegible] bestimmte Strahlengattung [illegible] Temperatur praktisch gar [illegible] kann als der [illegible] für diese Wellenlänge aber bei [illegible]

[illegible] und quantitative Prüfung des Kirchhoffischen Gesetzes.

[illegible] einem Bunsen[illegible] während der Flamme hell glüht[2]. — [illegible] mit einem Tintenfleck [illegible] Eisenoxydbelag [illegible] während er in kaltem Zustand dunkler [illegible] die Temperatur des [illegible] Ausstrahlung [illegible] Diese Erscheinungen lassen sich [illegible] weniger als die sich darauf bildende [illegible] glühendem

[illegible] mag an dieser Stelle auch noch [illegible] Sache [illegible] nämlich auf den Irrtum, daß man [illegible] Körper ausgehenden Strahlen im Brennpunkt eine höhere [illegible] Körper besitzt. — [2] G. Kirchhoff, P. A. 109, [illegible] Berlin: R. Oldenbourg [illegible] S. 55.

Zustand (bei gleicher Temperatur) stärker, als farbloses durchsichtiges Glas. In Porzellan eingebrannte farbige Muster strahlen beim Erhitzen heller als der Grund[1]. — Das gelbliche Zinkoxyd strahlt bläuliches Licht aus, also dasjenige Licht, welches es am stärksten verschluckt[2].

Für die ultrarote unsichtbare Strahlung läßt sich das KIRCHHOFFsche Gesetz qualitativ leicht demonstrieren; als Indikator dient das LESLIEsche Differentialthermometer, welches aus zwei mit Luft gefüllten gläsernen Hohlkugeln besteht, deren eine mit Ruß geschwärzt ist. Dieselben sind durch eine enge zweimal rechtwinkelig gebogene mit gefärbtem Alkohol teilweise gefüllte Glasröhre verbunden. Die Strahlung der berußten Kugel ruft eine Verschiebung der Flüssigkeitssäule hervor, welche als Maß der aufgenommenen Energie dient. Weit genauer läßt sich die ultrarote Strahlung mit Hilfe einer Thermosäule und eines Galvanometers nachweisen (vgl. S. 16). Zur Vergleichung des Strahlungs- und Absorptionsvermögens verschiedener Körper bedient man sich des LESLIEschen mit heißem Wasser gefüllten Hohlwürfels[3] aus Blech, dessen Wände blank poliert, rauh gemacht resp. mit Überzügen von Bleiweiß, Kienruß usw. versehen sind. Mit Hilfe dieser Vorrichtungen läßt sich leicht zeigen, daß ein Stoff umsomehr ultrarote Strahlen emittiert, je besser er dieselben zu absorbieren vermag.

Die Wirkungsweise eines Hohlraumes kann man nach O. LUMMER[4] auf folgende Art demonstrieren. Ein Porzellantiegel, dessen Boden eine Tintenzeichnung trägt, wird in einem elekrischen Ofen gleichmäßig erhitzt; das Licht tritt aus einer Öffnung im Deckel aus, sodaß das Innere des Tiegels projiciert werden kann. Von der Zeichnung ist keine Spur zu sehen; im Inneren eines gleichmäßig temperierten Hohlraums verschwinden also die Strahlungsunterschiede der verschiedenartigen Körper. Führt man ein kaltes Metallrohr ein, das die geborgte Strahlung abblendet, so erscheint die Zeichnung hell auf weniger leuchtendem Grund. Sehr instruktiv ist folgende, von K. T. FISCHER angegebene Demonstration[5]. Von den Kugeln dreier Thermometer ist die eine geschwärzt, die zweite unverändert, die dritte versilbert; bringt man sie gleichzeitig in dieselbe Entfernung von einer Gasflamme, so steigen sie verschieden schnell (in der angegebenen Reihenfolge) zu verschiedener für jedes Thermometer konstanter Höhe an; nach dem Entfernen der Flamme kühlen sie sich mit verschiedener, ebenfalls der angegebenen Reihenfolge entsprechender Geschwindigkeit ab.

Um wieviel größer die in der Zeiteinheit von berußtem Platin im Vergleich zu der von blankem Platin emittierte Energiemenge ist, zeigt J. T. BOTTOMLEY[6] auf folgende Weise. Die Drähte werden im Vakuum elektrisch geglüht, die Gleichheit der Temperatur durch Messung des Widerstandes, die Energieausstrahlung durch Ermittelung der Stromstärke und der Spannung an den Drahtenden bestimmt. Bei ca. 400^0 ist die Emission des berußten Drahtes etwa 8 mal, bei 900^0 etwa 4 mal so groß, als die des blanken Drahtes.

Auch halb quantitativ kann man das KIRCHHOFFsche Gesetz, wenigstens für die Gesamtstrahlung, demonstrieren. Zwei Kapseln K und K_1 (Fig. 1.) werden durch ein Glasrohr zu einem Differentialthermometer verbunden; in dem Glasrohr befindet sich eine Wassersäule W. Die nach innen gekehrte Fläche von K ist mit Ruß (R) die entsprechende von K_1 mit Zinnober (Z) bestrichen. Schiebt man zwischen die beiden Kapseln K und K_1 eine dritte mit heißem Wasser gefüllte Kapsel K_2 von gleichem Querschitt, an welcher zwei gegenüberliegende Flächen mit Ruß (R) resp. Zinnober (Z) bestrichen sind, so bleibt die Wasser-

---

[1] B. STEWART, Proc. Roy. Soc. **10**, 385, 1860. — [2] H. LE CHATELIER, J. de Phys (3) **1**, 125, 1892. — [3] J. LESLIE, Nature of heat, London 1804. — M. MELLONI, P. A. 1835—48; F. DE LA PROVOSTAYE und P. DESAINS, C. R. **19—38**, 1844—54. — [4] O. LUMMER, Ziele der Leuchttechnik 1903, S. 65; Verh. deutsch phys. Ges. **6**, 141, 1904. — [5] Z. f. d. phys. u. chem. Unterricht **13**, 255, 1900. — [6] Phil. Mag. **4**, 560, 1902; siehe auch J. T. BOTTOMLEY und J. C. BEATTIE, Proc. Roy. Soc. **66**, 289, 1900.

säule in Ruhe, d. h. die Kapseln K und K_1 erwärmen sich gleichstark, wenn auf beiden Hälften Ruß gegen Zinnober gekehrt ist. Die von der Zinnoberfläche der Kapsel K_2 ausgehende Strahlung E_Z wird zum Teil von der Rußfläche der Kapsel K aufgenommen; die absorbierte Menge sei $A_R E_Z$, wenn A_R das Absorptionsvermögen des Rußes bedeutet; ganz analog ergibt sich, daß von der Kapsel K_1 die Energiemenge $A_Z E_R$ aufgenommen wird; aus der Gleichheit der Erwärmung beider Kapseln folgt

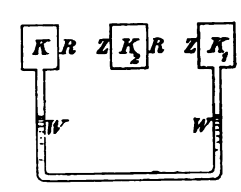


Fig. 1.

$$\frac{E_Z}{A_Z} = \frac{E_R}{A_R}.$$

Die ganze Versuchsanordnung und Schlußfolgerung ist allerdings keineswegs einwandfrei, da die emittierenden und absorbierenden Systeme sich nicht auf gleicher Temperatur befinden, die Emission der kälteren Kapseln vernachlässigt wird etc.[1]

Experimenteller Beweis und quantitative Prüfung des Kirchhoffschen Gesetzes.[2]

Der qualitativ festgestellte Parallelismus zwischen Absorption und Emission ist keineswegs ein Beweis für das KIRCHHOFFsche Gesetz, denn ein solcher Parallelismus kann, wie schon angeführt, auch in den Fällen auftreten, für welche das KIRCHHOFFsche Gesetz gar nicht abgeleitet ist, nämlich bei Luminescenzerscheinungen. Ein exakter Beweis für die Richtigkeit des KIRCHHOFFschen Satzes ist erst dann geliefert, wenn gezeigt worden ist, daß der Quotient aus Emission und Absorption eines Stoffes gleich der Emission des schwarzen Körpers von der nämlichen Temperatur ist.[3] An festen Stoffen sind derartige Untersuchungen erst in geringer Anzahl ausgeführt worden; eine gute Bestätigung haben J. P. BOUMAN[4] für Glas und H. ROSENTHAL[5] für Quarz und Glimmer gegeben, allerdings diente ihnen als schwarzer Körper das nicht ganz einwandfreie Kupferoxyd.

Eine Prüfung des KIRCHHOFFschen Satzes unter besonderer Berücksichtigung der Polarisationsverhältnisse hat A. PFLÜGER[6] durch quantitative Ausgestaltung eines von G. KIRCHHOFF[7] qualitativ angestellten Versuches geliefert. A. PFLÜGER bestimmte an glühenden achsenparallelen Turmalinplatten das Absorptionsvermögen A_o und A_e für den ordentlichen und für den außerordentlichen Strahl, sowie das Emissionsvermögen E_o und E_e für parallel und senkrecht zur Achse polarisierte Strahlen. Da das Absorptionsvermögen des Turmalins für den parallel der Achse polarisierten ordentlichen Strahl größer ist, als für den senkrecht dazu polarisierten außerordentlichen Strahl, muß nach dem KIRCHHOFFschen Gesetz

$$\frac{E_o}{A_o} = \frac{E_e}{A_e} \text{ resp. } \frac{A_e}{A_o} = \frac{E_e}{E_o}$$

sein, was durch folgende Messungen bestätigt wird:

Kristall	λ	$\frac{A_e}{A_o}$	$\frac{E_e}{E_o}$
I	0,635	0,580	0,578
II	0,635	0,650	0,641
II	0,610	0,488	0,492
III	0,635	0,600	0,589
III	0,610	0,439	0,438
III	0,635	0,590	0,594

[1] Vgl. O. CHWOLSON, Lehrb. d. Physik, Bd. II, 216. — [2] Vgl. A. COTTON, Revue gén. Sciences **10**, 102, 1899; H. KAYSER, Handb. d. Spektroskopie Bd. II, Kap. 1. — [3] Vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, 39, 57 etc. — [4] Versl. Ak. Amsterdam **5**, 438, 1897. — [5] W. A. **68**, 783, 1899. — [6] D. A. **7**, 710, 1902. — [7] P. A. **109**, 299, 1860.

Die Prüfung des KIRCHHOFFschen Gesetzes an Gasen wird in einem späteren Abschnitt besprochen werden.

Physikalisch-chemische Bedeutung des Kirchhoffschen Gesetzes.

Die Proportionalität zwischen Emission und Absorption gestattet uns wertvolle praktische Schlußfolgerungen zu ziehen; Heizkörper, wie Öfen, Kaloriferen der Dampf- und Wasserheizung etc. müssen mit gut emittierenden (also auch gut absorbierenden) Überzügen (Ofenschwärze, matter Anstrich u. a.) versehen werden. Spiegelnde Oberfläche aus poliertem Metall ist naturgemäß unvorteilhaft. Wollen wir dagegen warme Systeme (Thermostaten u. dergl.) vor Strahlungsverlusten resp. Messvorrichtungen vor Strahlungsgewinn möglichst bewahren, so werden wir ihnen eine metallisch reflektierende Oberfläche geben. Diese Gesichtspunkte sind bei allen kalorimetrischen Messungen etc. zu beachten. Weitere praktische Anwendungen des KIRCHHOFFschen Satzes werden in dem Kapitel über Leuchttechnik zur Sprache kommen.

Nachweis und Messung der Temperaturstrahlung.

Der Nachweis der unsichtbaren Spektralgebiete kann auf mancherlei Weise geschehen; die ultraroten Strahlen werden am einfachsten durch Umwandlung in Wärme und Nachweis dieser Energieform mittels Thermometer (Differentialthermometer siehe S. 9), besser mittels Thermosäulen, Bolometer etc. (vgl. S. 16 ff). erkannt. Auch durch Auslöschung der Phosphorescenz läßt sich die ultrarote Strahlung zeigen, ferner sind gewisse photographische Schichten zur Photographie des ultraroten Spektrums verwendbar. Die ultravioletten Strahlen lassen sich durch ihre Fluorescenz erregende Wirkung, durch chemische Reaktionen, bebesonders durch ihre photographische Wirksamkeit, durch aktinoëlektrische (photoëlektrische) Phänomene u. a. demonstrieren.

Die Messung der Temperaturstrahlung kann auf zweierlei Weise erfolgen:

1. Durch Umwandlung der strahlenden Energie in Wärme.
2. Auf optischem Wege.

Die erste Methode ist vorzugsweise für das ultrarote Gebiet, die zweite direkt nur für das sichtbare Spektralgebiet geeignet, doch kann sie in Kombination mit den im vorigen Absatz erwähnten Wirkungen der unsichtbaren Strahlen auch auf die Messung des ultraroten resp. des ultravioletten Gebietes ausgedehnt werden. Hierüber und über sonstige spezielle Methoden wird an entsprechender Stelle gesprochen werden.

Allgemeine Sätze für die Messung der strahlenden Energie[1].

Zunächst mögen einige für die Messung der strahlenden Energie wichtige Sätze aus der Optik kurz berührt werden.

1. Strahlung eines Punktes.

Das absolute Emissionsvermögen eines Punktes, d. h. die Energiemenge, welche der Punkt in der Zeiteinheit in die Umgebung ausstrahlt, sei S. In den Entfernungen r_1 und r_2 breitet sich diese Strahlung auf den Kugeloberflächen $4r_1^2\pi$ und $4r_2^2\pi$ aus. Zwei in diesen Kugeloberflächen liegende Flächeneinheiten erhalten in der Zeiteinheit die »Bestrahlungen«

$$s_{r_1} = \frac{S}{4r_1^2\pi} \text{ resp. } s_{r_2} = \frac{S}{4r_2^2\pi}; \qquad (9)$$

[1] Vgl. z. B. P. DRUDE, Lehrbuch der Optik, Leipzig (S. Hirzel) 1900, S. 71, 442 etc.

es ist also:

$$\frac{s_{r_1}}{s_{r_2}} = \frac{r_2^2}{r_1^2}; \tag{10}$$

d. h. die Bestrahlung einer senkrecht zur Strahlenrichtung gelegenen Flächeneinheit ist umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung von der Strahlungsquelle. Die auf die Flächeneinheit im Abstand 1 senkrecht emittierte Bestrahlung nennen wir die Strahlungsstärke s des Strahlers. Eine strahlende Kugel, deren Durchmesser klein ist im Vergleich zu den in Betracht kommenden Entfernungen, kann als strahlender Punkt behandelt werden.

2. Strahlung eines ebenen Flächenelements.

Betrachten wir einen bestimmten von dem Flächenelement ausgehenden Strahlenzylinder, so erhalten senkrechte Querschnitte, deren Abstände vom strahlenden Element groß im Vergleich zu dessen Dimensionen sind, Energiemengen, die dem Quadrat der Entfernungen umgekehrt proportional sind.

Erhält der im Abstand r von dem strahlenden Element befindliche Querschnitt des geraden Zylinders die Energiemenge s', so empfängt der gleichweit entfernte gleichgroß Querschnitt eines unter dem (mittleren) Austrittswinkel α von dem Flächenelement emittierten Kegelstumpfes die Strahlenmenge

$$s'_{\alpha} = s' \cos \alpha. \tag{11}$$

(Lambertsches Gesetz. Siehe S. 97.)

3. Neigung der bestrahlten Fläche zur Strahlenrichtung.

Trifft ein Strahlenbündel, welches einer senkrecht zur Strahlenrichtung gelegenen Flächeneinheit die Bestrahlung s' erteilt, in der nämlichen Entfernung von der Strahlungsquelle eine ebene Fläche unter dem (mittleren) Einfallswinkel β, so erhält die Einheit der bestrahlten Fläche die Bestrahlung

$$s'_{\beta} = s' \cos \beta. \tag{12}$$

4. Messung der Strahlung eines Punktes.

Ein Punkt von der absoluten Temperatur T_1 stehe mit der im Abstand r befindlichen ebenen Fläche F von der Temperatur T_2 in Strahlungsaustausch; die Fläche F befinde sich mit ihrer gesamten übrigen Umgebung im Temperaturgleichgewicht (also auch im Strahlungsgleichgewicht). Punkt und Fläche seien absolut schwarz. Der Punkt sende auf die Flächeneinheit im Abstand 1 die Bestrahlung s_1, dann erhält die Fläche F die Energiemenge

$$\sigma_1 = \frac{F s_1 \cos \beta}{r^2}.$$

Die Fläche F sendet dem Punkt die nämliche Energiemenge zu, die sie von einem an dessen Stelle befindlichen Punkt von ihrer Temperatur empfangen würde, also die Strahlung

$$\sigma_2 = \frac{F s_2 \cos \beta}{r^2},$$

worin s_2 die von dem Punkt bei der Temperatur T_2 auf die Flächeneinheit im Abstand 1 gesandte Bestrahlung bedeutet. Die Energieänderung der Fläche F ist also

$$Q = \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{F \cos \beta}{r^2} (s_1 - s_2), \tag{13}$$

und die gesamte Energie, welche ein Punkt von der Temperatur T_1 gegen eine Umgebung von der Temperatur T_2 pro Zeiteinheit verliert, ist

$$\mathfrak{S} = 4\pi (s_1 - s_2) = \frac{4r^2\pi Q}{F \cos \beta} \tag{14}$$

5. Messung der Strahlung einer ebenen Fläche.

Von der Fläche F_1, deren absolute Temperatur T_1 ist, werde unter dem Austrittswinkel α Strahlung ausgesandt, welche im Abstand r die Fläche F_2 von der Temperatur T_2 unter dem Einfallswinkel β trifft; das System möge so gestaltet sein (durch einen F_2 umgebenden Hohlraum, durch Diaphragmen etc.), daß F_2, abgesehen von der Fläche F_1, mit der Umgebung im Strahlungsgleichgewicht steht. Die beiden Flächen mögen absolut schwarz sein. Emittiert die Flächeneinheit von F_1 in senkrechter Richtung auf die Flächeneinheit im Abstand 1 die Bestrahlung s_1, so ist die Energiemenge, welche die Fläche F_2 erhält, nach Gl. 10 — 12 gegeben durch den Ausdruck

$$\sigma_1 = \frac{s_1 F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta}{r^2};$$

emittiert die Flächeneinheit von F_2 analog die Bestrahlung s_2, so erhält F_1 die Energiemenge

$$\sigma_2 = \frac{s_2 F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta}{r^2}.$$

Die Energieänderung der Fläche F_2 ist alsdann gegeben durch den Ausdruck

$$Q = \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta}{r^2} (s_1 - s_2). \tag{15}$$

Diese Formel ist bei absoluten Messungen zu benutzen. Es soll z. B. das relative Emissionsvermögen der Flächeneinheit von der Temperatur T_1 gegen eine Umgebung von der Temperatur T_2, d. h. die Energiemenge, welche die Flächeneinheit pro Zeiteinheit unter diesen Temperaturbedingungen verliert, bestimmt werden. Hat man die Energiemenge

$$s_1 - s_2 = \frac{Q r^2}{F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta}$$

durch Messung der rechts stehenden Größen ermittelt, so ergibt sich die auf eine — um die Flächeneinheit als Mittelpunkt gelegte — Halbkugel pro Zeiteinheit treffende Energiemenge, also das relative Emissionsvermögen $\mathfrak{S}$ durch Integration des Ausdrucks (vgl. S. 103).

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin \varphi \cdot (s_1 - s_2) \cos \varphi \, d\varphi, \tag{16}$$

in welchem $2\pi \sin \varphi \, d\varphi$ das Differential des durch Rotation des Winkels φ entstandenen Raumwinkels darstellt, zu dem Wert

$$\mathfrak{S} = \pi (s_1 - s_2) = \frac{r^2 \pi Q}{F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta}. \tag{17}$$

Bei der Ausführung der Messungen wird man $\alpha = \beta = 90^0$ zu machen suchen.

Da πs_1 und πs_2 die absoluten Emissionsvermögen der schwarzen Flächeneinheit bei den Temperaturen T_1 und T_2 bedeuten, diese Größen aber Funktionen der absoluten Temperaturen sind, können wir schreiben

$$\mathfrak{S} = \frac{r^2 \pi Q}{F_1 F_2 \cos \alpha \cos \beta} = f(T_1) - f(T_2). \tag{17a}$$

Bei relativen Bestimmungen lautet die Gleichung

$$Q' = K(s_1 - s_2) = K[f(T_1) - f(T_2)]; \qquad (17b)$$

Q' ist eine der Energieänderung des Empfängers proportionale Größe (Galvanometerausschlag etc.); K hängt von den Versuchsbedingungen ab. Bei allen Messungen muß F_2 absolut schwarz sein. Wenn der Strahler F_1 nicht absolut schwarz ist, ist sein absolutes Emissionsvermögen eine andere Funktion der Temperatur, als dasjenige des schwarzen Körpers; in den Formeln ist demnach in diesem Falle $f(T_1)$ durch $\psi(T_1)$ zu ersetzen. Wenn das Reflexionsvermögen des Strahlers ein großes ist, muß auch der von ihm auf den Empfänger reflektierte Teil der Strahlung des letzteren berücksichtigt werden.

6. Strahlung eines Körpers mit beliebiger Oberfläche.

Man bestimmt die mittlere sphärische Strahlung auf eine Weise, die später dargelegt wird, da diese Aufgabe von besonderer Bedeutung für die Leuchttechnik ist (vgl. Abschnitt „Photometrie").

Analog den in der Photometrie üblichen Bezeichnungen (vgl. S. 100 ff.) können wir folgende Definitionen festsetzen:

Name	Begriffsbestimmung	Symbol und Formel Strahlungsquelle: Punkt	Flächenelement
Totalintensität der Strahlung (Absol. Strahlungsvermögen)	Gesamte pro Zeiteinheit emittierte Energiemenge	S	
Strahlungsstärke	Auf die Flächeneinheit senkrecht im Abstand 1 pro Zeiteinheit treffende Energie	$s = \frac{S}{4\pi}$	$s = \frac{S}{\pi}$
Bestrahlung	Auf die Flächeneinheit im Abstand r pro Zeiteinheit treffende Energie	$s_r = \frac{s}{r^2}$	
Strahlungsmenge	Auf eine Fläche F in der Zeiteinheit treffende Energie	$\sigma_r = \frac{SF}{r^2}$	
Strahlungsstrom	Erfüllung eines Körperwinkels ω mit Strahlung	$s_\omega = s\,\omega$	
Strahlungsabgabe (-leistung)	Während der Zeit ϑ auf die Fläche F abgegebene Energie	$\sigma, \vartheta = \frac{sF\vartheta}{r^2}.$	

Die Formeln sind nur für die einfachsten Bedingungen, $\alpha = \beta = 90^0$, in die Tabelle eingetragen. — Über die Einheiten für den „Strahlungsstrom" vgl. S. 100 u. bes. 104.

Messung der Temperaturstrahlung.[1]

Strahlungsquellen. Die Körper, deren Strahlungsvermögen untersucht werden soll, werden als dünne Schichten selbständig oder auf einer fremden Unterlage erhitzt (resp. abgekühlt). Für niedere Temperaturen können dazu mit heißen (oder kalten) Flüssigkeiten gefüllte Hohlräume (LESLIEsche Würfel) benutzt werden, für höhere Temperaturen empfiehlt sich elektrisches Glühen. Die Temperaturgleichheit auf der Oberfläche und im Inneren ist zu kontrollieren[2].

Der absolut schwarze Körper. Zur Erforschung der Gesetze der schwarzen Strahlung war es erforderlich, künstlich einen absolut schwarzen Körper zu konstruieren, da kein in der Natur sich findender Stoff absolut schwarz ist. Zwar kommen Ruß und Platinmohr dem schwarzen Körper ziemlich nahe, sie erreichen ihn aber nicht (vgl. S. 16) und sind ferner ihrer Veränderlichkeit bei hohen Temperaturen wegen zu Messungen nicht geeignet.

---

[1] M. MELLONI 1831; K. KNOBLAUCH 1847; vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. I, 1900, Kap. V; F. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der praktischen Physik. Leipzig (B. G. Teubner). X. Aufl., 1905, Kap. 72, 72a. — [2] Vgl. F. KURLBAUM, D. A. 2, 546, 1900.

Bei der Beweisführung des KIRCHHOFFschen Satzes haben wir erkannt, daß in einem gleichmäßig temperierten Hohlraum aus adiathermanem Material jedes Strahlenbündel im Inneren die Eigenschaft der schwarzen Strahlung besitzt. Diesen Schluß hatte bereits KIRCHHOFF gezogen[1], später haben L. BOLTZMANN[2] und H. LE CHATELIER[3] von diesem Prinzip Gebrauch gemacht; die Herstellung ausgezeichneter, absolut schwarzer Körper ist aber erst in neuerer Zeit durch W. WIEN, O. LUMMER, F. KURLBAUM und E. PRINGSHEIM geschehen[4].

Die aus einer kleinen Öffnung eines Hohlraumes von den angegebenen Eigenschaften austretende Strahlung repräsentiert schwarze Strahlung. Zur experimentellen Untersuchung derselben hat man also adiathermane Hohlräume zu konstruieren, welche sich auf konstanter Temperatur erhalten lassen. Für niedrige Temperaturen bedient man sich doppelwandiger Gefäße, deren Zwischenraum mit flüssiger Luft, fester Kohlensäure, Eis, Wasserdampf u. a. gefüllt werden. Für höhere Temperaturen verwendet man Hohlgefäße in Salpeterbädern (bis ca. 700° C. brauchbar) oder in Chamotteöfen (bis 1400° C.). Dieser letzteren Heizmethode haften jedoch so erhebliche Mängel an, daß man neuerdings nur noch elektrisch geglühte schwarze Körper verwendet. Als Hohlraum dient ein Porzellanrohr, welches mit Diaphragmen versehen ist, um das Eindringen kalter Luft zu verhindern; innerhalb desselben befindet sich ein Thermoelement, welches die Messung der Temperatur im Hohlraum gestattet. Die Heizung geschieht durch elektrisches Glühen eines über das Porzellanrohr geschobenen Mantels aus dünnem Platinblech. Durch feuerfeste Hüllen, welche Luftschichten zwischen sich lassen, wird der Wärmeverlust durch Ausstrahlung möglichst verhindert. Dieser »schwarze Körper« ist bis etwa 1520° C. brauchbar. Für noch höhere Temperaturen — bis zu 2140° C. — dient ein Strahlungsrohr aus Kohle, welches direkt durch einen kräftigen Akkumulatorenstrom geheizt wird; um die Kohle vor Verbrennung zu schützen, ist das Heizrohr mit einem System von Hüllen aus Kohle, Chamotte, Asbest und Nickel umgeben. (Fig. 2.)

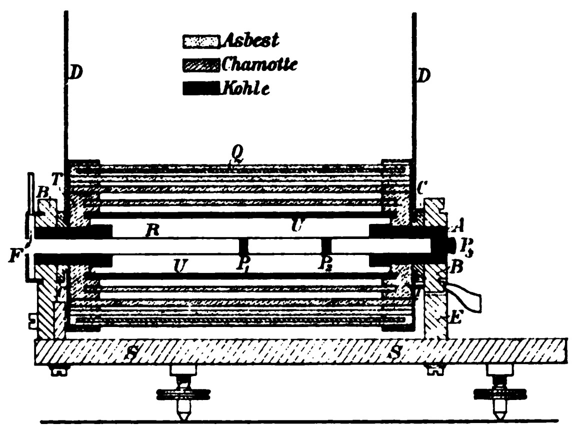


Fig. 2.

Nach W. NERNST[5] sind schwarze Körper aus Iridium bis erheblich über 2000° C. brauchbar. F. KURLBAUM und G. SCHULZE[6] haben neuerdings einen schwarzen Hohlkörper aus der Leuchtmasse der Nernstlampe beschrieben; derselbe ist (wegen selektiver Emission dieser Masse, vgl. S. 48) erst oberhalb 1400° C. verwendbar, verträgt dafür aber auch längeres Erhitzen bis zu 2030° C., während Kohlekörper bei solch hohen Temperaturen ziemlich schnell zerstört werden. Auch W. NERNST hat Hohlkörper aus der Masse des Leuchtstiftes

---

[1] l. c.; siehe auch B. STEWART, Rep. Brit. Assoc. 1858, Not. and Abstr., S. 23; 1861, 97; Edinb. Trans. **22**, 1, 1861. Weitere Versuche: F. DE LA PROVOSTAYE, C. R. **57**, 637, 1863; P. DESAINS, C. R. **61**, 24, 1865. — [2] W. A. **22**, 31, 1884. — [3] J. de Phys. (3) **1**, 185, 1892. — [4] W. WIEN und O. LUMMER, W. A. **56**, 451, 1895; O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, W. A. **63**, 395, 1897; Verh. deutsch. phys. Ges **5**, 6, 1903; O. LUMMER und F. KURLBAUM, Verh. phys. Ges. Berlin **17**, 106, 1898; D. A. **5**, 829, 1901. Siehe auch S. 57—58. — [5] Phys. Z. **4**, 733, 1903; vgl. auch ebenda **5**, 677, 1904. — [6] Verh. deutsch phys. Ges. **5**, 428, 1903.

hergestellt. (Man sehe zu diesem Abschnitt die Tätigkeitsberichte der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus den letzten Jahren, mitgeteilt in der Zeitschrift für Instrumentenkunde und in der Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie nach.)

Messinstrumente.

Die von dem heißeren Strahler ausgehende Energie wird an der möglichst vollkommen absorbierenden Oberfläche des Meßinstrumentes in Wärme übergeführt; die Quantität der zugeführten Energie wird aus der Größe irgend einer Wirkung der Wärme abgeleitet. Umgekehrt kann die Strahlung eines kälteren Körpers aus dem Energieverlust des Messinstrumentes berechnet werden. Damit die empfindliche Oberfläche des Messinstrumentes möglichst vollkommen absorbiert (resp. emittiert), wird sie mit einem Überzug von Petroleumruß oder Platinmohr versehen; die Schicht muß eine gewisse Dicke haben; diese Überzüge sind aber, wie K. Ångström[1] und F. Kurlbaum[2] gezeigt haben, nicht völlig schwarz, worauf bei genauen Messungen Rücksicht zu nehmen ist. Nach F. Kurlbaum[2] wird von einer mit Lampenruß bezw. Platinschwarz (nach Lummer-Kurlbaum, vgl. Kohlrausch, Kap. 8, 18) überzogenen Fläche, die 30 bezw. 200 mg pro dm^2 enthält, 95—97 % der Strahlung eines absolut schwarzen Körpers von 100° C. absorbiert. F. Paschen[3] hat vorgeschlagen, das Messinstrument durch Einfügen in einen spiegelnden Hohlraum zu einem schwarzen Körper zu gestalten.

Als Messapparate kommen in Betracht:

1. Die Thermoelemente.

a) Die Flächenthermosäule (Th. J. Seebeck, L. Nobili und M. Melloni[4]); die Lötstellen der Antimon-Wismutpaare (oder desgl.) liegen in zwei parallelen Flächen, deren eine beständig durch eine Kapsel vor Temperatureinflüssen geschützt ist, während die andere gut geschwärzte Fläche bestrahlt wird. Der erste Ausschlag des mit der Säule verbundenen mässig gedämpften Galvanometers ist der Strahlungsenergie proportional.

b) Die Linearthermosäule (bes. H. Rubens[5]); die zwanzig ungradzahligen, mit kleinen geschwärzten Silberblättchen versehenen Lötstellen der Konstantan-Eisenpaare liegen in einer 20 mm langen Graden, die anderen Lötstellen liegen rechts und links davon (siehe Fig. 3). Die Säule sitzt in einem Gehäuse mit Schlitz und sich verengendem Ansatz, so daß die Strahlung nur zu der mittleren Reihe der Lötstellen gelangen kann. Die Messung erfolgt wie bei der Flächenthermosäule; mit einem sehr guten Galvanometer kann man eine Temperaturänderung der bestrahlten Stelle von $2{,}2 \times 10^{-6}$ C.° nachweisen.

Fig. 3.

c) Die Vakuumthermosäule (P. Lebedew[6]); die Empfindlichkeit eines geschwärzten Thermoelementes wird um das 7fache, die eines blanken um das 20fache gesteigert, wenn man es in einen Raum mit 0,001 mm Druck einschließt. (Vgl. Cl. Schäfer, Z. f. Instr. 1905, 133).

d) Das Radiomikrometer (A. d'Arsonval,[7] bes. C. V. Boys[8]); ein leichter, mit Spiegel versehener Thermobügel hängt in einem starken magnetischen Feld; durch Bestrahlen der einen Lötstelle wird ein Strom in dem Bügel erzeugt, dieser also abgelenkt; bei der Messung der Energie schmaler Spektralgebiete (Linien) kann man diese durch Zylinderlinsen auf die Lötstellen konzentrieren.[9]

[1] W. A. **26**, 253, 1885; **36**, 715, 1889. — [2] W. A. **67**, 846, 1899; vgl. O. Lummer und F. Kurlbaum, Sitzungsber. Akad. Berlin 1894, 229. — [3] W. A. **60**, 719, 1897. — [4] Ann. chim phys. (2) **48**, 187, 1831. — [5] Z. f. Instrum. 1898, 65. — [6] D. A. **9**, 209, 1902. — [7] Soc. franç. de phys. **30**, 77, 1886. — [8] Proc. Roy. Soc. **42**, 189, 1887; **44**, 96, 1888; siehe auch C. C. Hutchins, Sill. J. **15**, 249, 1903. — [9] E. P. Lewis, Astrophys. J. **2**, 1, 1895.

2. Das Bolometer (A. F. SVANBERG[1], bes. S. P. LANGLEY[2]).

In der von einem konstanten Strom durchflossenen Wheatstoneschen Brückenkombination (Fig. 4) werden die Widerstände *a*, *b*, *c*, *d* abgeglichen, bis das empfindliche Galvanometer *G* keinen Ausschlag mehr gibt. Die Bestrahlung eines geschwärzten Zweiges z. B. *a*, bedingt durch Widerstandserhöhung desselben infolge Erwärmung einen der Strahlungsenergie proportionalen Ausschlag. Die Empfindlichkeit wird verdoppelt, wenn man gleichzeitig zwei gegenüberliegende Zweige, z. B. *a* und *d* bestrahlt. R. VON HELMHOLTZ[3] bestrahlte erst gleichzeitig *a* und *d*, sodann *b* und *c*, (Fig. 5) und erhielt als Summe der beiden entgegengesetzten Ablenkungen einen viermal so großen Ausschlag, wie bei dem gewöhnlichen, nur an einem Zweig bestrahlten Bolometer. Die Kombination ist am empfindlichsten, wenn alle vier Zweige gleichen Widerstand haben. Damit Temperaturschwankungen ohne Einfluß bleiben, wird dasselbe Material für benachbarte Zweige (z. B. für *a* und *b* sowie für *c* und *d*) genommen. Luftströmungen müssen sorgfältig ausgeschlossen werden.[4] F. KURLBAUM empfiehlt die Verwendung eines blanken Bolometers im Vakuum.[5]

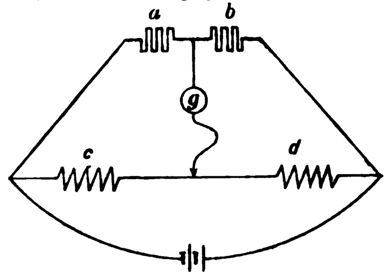


Fig. 4.

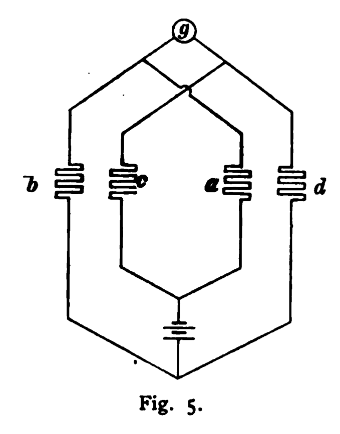
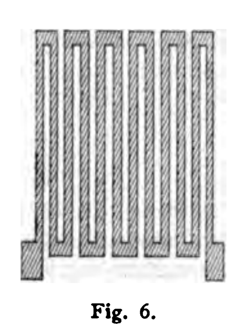


Fig. 5.


Fig. 6.

a) Das Flächenbolometer. Die zu bestrahlenden Teile bilden eine aus schmalen Streifen zusammengesetzte Fläche; am besten verwendet man nach O. LUMMER und F. KURLBAUM[6] Platinfolie von 0,5—0,3 μ Dicke; dieselbe wird durch Zusammenschweißen von Platinblech mit 10 mal so dickem Silberblech und darauf folgendes Auswalzen hergestellt. Die Platin-Silberlamelle wird mit Kanadabalsam auf Glas gekittet, mit der Teilmaschine nach Fig. 6 geschnitten und mit Chloroform abgelöst. Nach dem Auflöten auf einen passenden Rahmen wird das Silber (außer an den Lötstellen) durch Salpetersäure weggeätzt. Das Gitter wird zuletzt noch mit Petroleumruß überzogen. Die Empfindlichkeit ist äußerst groß.

b) Linearbolometer. Die zu bestrahlenden Teile bilden einen Streifen, am besten aus der LUMMER-KURLBAUMschen Platinlamelle bestehend. Bei Anwendung eines sehr empfindlichen Galvanometers konnte F. PASCHEN[7] eine Erwärmung des Bolometers von 0,00001^0 noch messen.

---

1 Pogg. Ann. **84**, 411, 1851. — 2 Amer. J. (3) **21**, 187, 1881. Proc. Amer. Akad. **16**, 342, 1881. Z. f. Instr. **4**, 27, 1894. — 3 Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase 1889. Vgl. S. 4, Note 2. — 4 Vgl. O. LUMMER und F. KURLBAUM W. A. **46**, 204, 1892. Z. f. Instrum. **12**, 71, 1892. — 5 Phys. Z. **2**, 258, 1901. — 6 l. c. — 7 Z. f. Instr. **13**, 13, 1893.

2a. Das Flüssigkeits-Radiomikrometer (H. F. Weber[1]).

In einen Zweig der Wheatstoneschen Kombination ist mittels eingeschmolzener Platindrähte ein Glasrohr von 1 mm lichter Weite eingeschaltet, welches teils mit Quecksilber teils mit Zinksulfatlösung gefüllt ist. Die Enden desselben münden in Metallkapseln, die oben durch Steinsalzplatten abgeschlossen sind; das Ganze stellt ein Differentialthermometer dar. Belichtet man eine der Kapseln, so dehnt sich die Luft aus, die Quecksilber- sowie die Flüssigkeitssäule werden verschoben; da der eine Platindraht in das Quecksilber, der andere in die Lösung taucht, hat diese Verschiebung eine erhebliche Widerstandsänderung zur Folge. Weber hat Temperaturerhöhungen von 0,00001° messen können; die Mondstrahlen geben einen Ausschlag von 100 Skalenteilen. Offenbar läßt sich bei Anwendung umkehrbarer Elektroden, von Lösungen mit großem Widerstand und bei gleichem Bestrahlen zweier diametral gegenüber stehender Zweige die Empfindlichkeit noch bedeutend erhöhen.

2b. Das Tasimeter (Th. Edison[2]).

Ein Ebonitstab befindet sich zwischen zwei Metallplatten, deren eine auf einer Kohlenscheibe liegt; unter dieser ist wieder eine Metallplatte. Die beiden die Kohle einschließenden Platten sind in den Kreis der Wheatstoneschen Kombination geschaltet, die beiden äußeren Metallplatten sind unbeweglich befestigt. Der Ebonitstab dehnt sich bei der Bestrahlung aus, preßt die mittlere Metallplatte gegen die Kohle, wodurch der Widerstand verringert wird. Edison will mit diesem Instrument die Strahlung des Arctur, sowie diejenige der Sonnencorona bei der Finsternis von 1878 nachgewiesen haben. H. Kayser[3] erinnert an die ungeheure Empfindlichkeit der Mikrophone, die eine Verwendbarkeit des Tasimeters wahrscheinlich macht.

3. Das Radiometer (W. Crookes[4]).

Die Drehung der Flügel kommt wahrscheinlich dadurch zustande, daß sich die an den geschwärzten Seiten der Flügelblättchen befindliche (verdünnte) Luft infolge der starken Absorption erwärmt und bei der Ausdehnung einen Druck ausübt. E. Pringsheim hat zuerst dieses Instrument zum Studium der ultraroten Strahlen angewandt, E. F. Nichols[5] hat das Instrument sehr empfindlich zu gestalten vermocht: an einem Quarzfaden hängt ein Glasfadenstückchen, welches seitlich zwei geschwärzte symmetrisch angeordnete Glimmerblättchen von Halbkreisform trägt; am unteren Ende des nur 7 mgr schweren Systems ist ein kleines Spiegelchen angebracht. Am empfindlichsten ist das Instrument im luftverdünnten Raum von 0,5 mm Druck. Beim Bestrahlen des einen Glimmerblättchens erfolgt ein der Strahlungsenergie proportionaler Ausschlag. Die Vorzüge des Apparates bestehen darin, daß er frei von allen magnetischen und thermoelektrischen, sowie durch Luftströmungen bedingten Störungen ist, einen Nachteil bietet der Umstand, daß die Strahlung durch ein Fenster muß.

Galvanometer. Bezüglich der bei den nach 1 und 2 auszuführenden Messungen zu verwendenden Galvanometer muß auf die Originalarbeiten resp. auf F. Kohlrauschs Handbuch etc. verwiesen werden. Über ein empfindliches Galvanometer für spektrobolometrische Zwecke vgl. auch C. G. Abbot, Astrophys. J. **18**, 1, 1903.

---

[1] Arch. sc. phys. nat. (3) **18**, 347, 1887. — [2] Chem. News **38**, 56, 1878, Amer. J. (3) **17**, 52, 1879. — [3] Handb. Bd. II, 659. — [4] Phil. Trans. **166**, II, 325, 1876. — [5] Sitzungsber. Akad. Berlin 1899, 1183. Z. f. Instr. 1897, 123. Siehe auch H. Rubens und E. F. Nichols, W. A. **60**, 418, 1897; ferner F. A. Saunders, Astrophys. J. **14**, 136, 1901.

Versuchsanordnung. Wie auf Seite 13f. ausgeführt wurde, messen wir eine der Differenz der Strahlungen $\psi(T_1) - f(T_2)$ proportionale Größe und haben daraus nach S. 31 die absolute Strahlung des Senders $\psi(T_1)$ zu ermitteln. Aus den auf S. 13 mitgeteilten Erwägungen ergeben sich einige allgemeine Gesichtspunkte für die Ausführung der Messungen. Vor allen Dingen ist darauf zu achten, daß der empfindliche Teil des Meßinstrumentes (Bolometerdraht, Lötstellen der Thermosäulen etc.) mit seiner ganzen Umgebung im Strahlungsgleichgewicht steht, außer mit der zu untersuchenden strahlenden Fläche des Senders, und auch auf keine andere Weise eine Temperaturänderung erleidet. Um dies zu ermöglichen, bringt man das Meßinstrument in einen geschwärzten Kasten und schützt es durch Diaphragmen, Blenden usw. vor fremder (direkter, diffus reflektierter etc.) Strahlung, vor dem Eindringen anders temperierter Luft etc.

Messung der Gesamtstrahlung. Die Fig. 7 gibt schematisch die Versuchsanordung zur Messung der Gesamtstrahlung des absolut schwarzen Körpers an, wie sie z. B. von F. KURLBAUM angewandt wurde.[1] Der Bolometerdraht B liegt in einem mit Diaphragmen versehenen Kasten, der schwarze Körper C trägt vor seiner kleinen Öffnung einen Fallverschluß V, durch welchen Wasser von der im Inneren von C herrschenden Temperatur zirkuliert. Durch Herablassen von V wird das Innere von C möglichst vor dem Eindringen anders temperierter Luft geschützt. — CH. FÉRY[2] läßt die zu messende Strahlung durch das Objektiv eines Fernrohres auf ein im Brennpunkt angebrachtes Thermoelement fallen („Pyrometrisches Teleskop".)

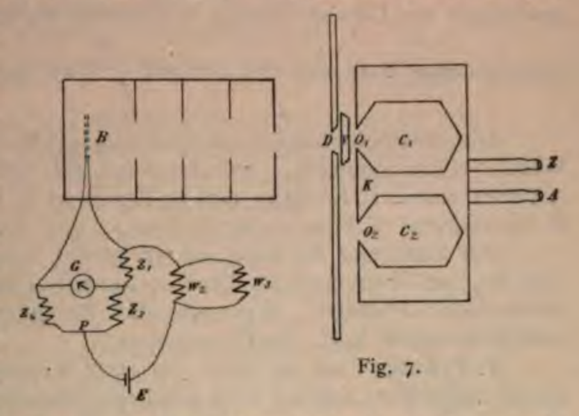


Fig. 7.

Messung der Energieverteilung im Spektrum. Komplizierter wird die Anordnung, wenn es sich um die Messung der Energie gewisser Spektralgebiete, speziell um die Ermittelung der Energieverteilung im Spektrum handelt. Die Zerlegung der Strahlung kann mittels Prismen oder mittels Gitter (vgl. Abschnitt „Gitter") geschehen. Unter der Energie eines bestimmten Spektralgebietes oder unter der Energie an irgend einer Stelle des Spektrums verstehen wir den von den Wellenlängen λ_1 und λ_2 begrenzten Teil der gesamten ausgestrahlten Energie, also die Strahlung

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda .$$

Wie breit das bei irgend einer Energiebestimmung im Spektrum zur Messung gelangende Spektralgebiet ist, hängt natürlich unter sonst gleichen Umständen von der Breite des Bolometerstreifens oder dergl. ab. Bewegen wir den Bolometerstreifen durch ein normales Spektrum (s. u. „Gitter"), so bleibt $\lambda_2 - \lambda_1$ bei allen einzelnen Messungen konstant; verwenden wir dagegen ein prismatisches Spektrum, so variiert $\lambda_2 - \lambda_1$ wegen der Änderung der Dispersion ganz außerordentlich. Man muß deshalb die erhaltenen Resultate auf ein normales Spektrum reduzieren. Eine Methode zu dieser Reduktion wird am Schluß des Kap. „Spektralapparate" be-

[1] W. A. **65**, 746, 1898. — [2] Rev. gén. sc. **14**, 911, 1903. Journ. de Phys. (4) **3**, 701, 1904. Bull. Soc. Chim. (3) **31**, 701, 1904.

schrieben. Man muß bei allen graphischen und rechnerischen Verwertungen der Energiemessungen im Spektrum die eben erwähnte Tatsache beachten, daß stets Energiemengen von der Form $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda$ gemessen werden; wenn nun $\lambda_2 - \lambda_1$ sehr klein ist, so kann man bei der graphischen Darstellung, indem man die Wellenlängen als Abszissen nimmt, die gemessenen Energiebeträge als Ordinaten für die mittlere Wellenlänge $\frac{\lambda_2+\lambda_1}{2}$ eintragen. Man gelangt auf diese Weise zur Konstruktion der Energiekurve, d. h. zur graphischen Darstellung der Energieverteilung im Spektrum. Die von der Kurve begrenzte Fläche entspricht der Gesamtstrahlung des betreffenden Körpers. Bei Berechnungen spricht man analog von der »Energie einer bestimmten Wellenlänge« (oder dergl.) S_λ, dabei muß man sich aber bewußt bleiben, daß die Größen S_λ, S_{λ_1} ... eigentlich Differentialquotienten der Gesamtstrahlung S nach der Wellenlänge λ sind; eine eigentliche Energiemenge stellt erst das Integral $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda$ dar.

Die Energiemessungen im Spektrum gehören zu den schwierigsten physikalischen Untersuchungen. Bahnbrechend für dieses Gebiet sind gewesen die Arbeiten von S. P. LANGLEY und F. PASCHEN; in neuerer Zeit haben O. LUMMER, E. PRINGSHEIM, F. KURLBAUM, H. RUBENS u. a. die Methoden weiter ausgestaltet.

Zur Zerlegung der Strahlung verwendet man, wenn es sich (was meist der Fall ist), um Messungen im Ultrarot handelt, Prismen und Linsen aus Steinsalz, Sylvin oder Flußspat. Bisweilen sind Beugungsgitter aus dünnem Draht gut brauchbar (siehe Kap. „Spektralapparate").

F. PASCHEN[1] hat an Stelle der stark absorbierenden Linsen silberne Hohlspiegel eingeführt; dadurch wird gleichzeitig die chromatische Aberration vermieden. Seine Versuchsordnung ist in Fig. 8 skizziert (vgl. Abschn. „Prismen"). S. P. LANGLEY[2] konnte mit Hilfe seines Bolometers sowohl im ultraroten als auch im sichtbaren Spektrum der Sonne, und zwar nicht nur bei Verwendung eines Prismas, sondern auch bei Anwendung eines Gitters exakte Messungen ausführen. Bei anderen Strahlern sind Messungen im sichtbaren Gebiet der geringen Energiemengen wegen schwierig, in ganz besonders hohem Grade natürlich in einem Gitterspektrum, dessen mittlere Energie meist höchstens ein Zehntel (oder noch weniger) derjenigen im prismatischen Spektrum beträgt. S. P. LANGLEYS Versuchsanordnung ist in der Fig. 9 skizziert. S ist ein Spalt ohne Linse, 5 m entfernt steht senkrecht zur optischen Achse das Gitter G, M ist ein Hohlspiegel von cr. 1 m Brennweite; dieser konzentriert die Strahlen auf das Bolometer B; die optische Achse des Hohlspiegels halbiert den von den Verbindungslinien des Bolometerdrahtes resp. des Gittermittelpunktes mit dem Mittelpunkt des Hohlspiegels gebildeten Winkel. Bolometer und Spiegel werden durch eine Tangentialschraube im Bogen bewegt, so daß der Bolometerdraht parallel den Fraunhoferschen Linien durch das Spektrum bewegt wird. Die Ablenkung des der Beobachtung unterworfenen Strahles

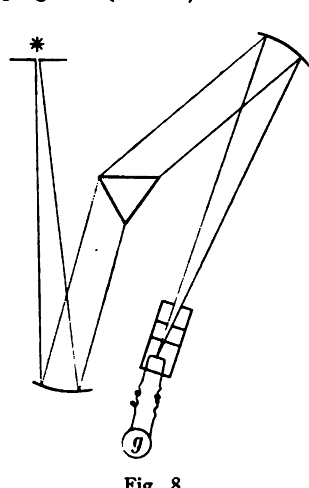


Fig. 8.

[1] W. A. **48**, 272, 1893; **49**, 50, 1893; **58**, 455, 1896; **60**, 712, 1897. — [2] W. A. **19**, 226, 384, 1883; **22**, 589, 1884.

an einem Teilkreis abgelesen. Das Sonnenlicht kam von dem Silber-
l eines Heliostaten, es passierte außer der Luft kein absorbierendes
m. Um die Übereinanderlagerung der Spektren ver-
ener Ordnung aufzuheben, kombinierte S. P. LANGLEY
den beschriebenen Apparat mit einem Prismenspektro-
l (vgl. Abschnitt „Spektralapparate").

S. P. LANGLEY[1] hat eine sehr elegante Methode zur
graphischen Aufzeichnung von Energiekurven ausge-
:t: das Spektrum wandert über den Bolometerstreifen;
alvanometerspiegel erzeugt einen Lichtpunkt auf einer
graphischen Schicht, welche senkrecht zur Ausschlags-
ıg des Spiegels bewegt wird. K. ÅNGSTRÖM[2] hat
die Methode S. P. LANGLEYS vereinfacht.

Man nennt alle Kombinationen zur Ermittelung der
.ekurven, wenn sie von der bolometrischen Messung
uch machen, Spektrobolometer. Natürlich kann
u derartigen Bestimmungen auch Thermosäule, Radio-
neter u. a. verwenden.

Häufig kommt es darauf an, das Verhältnis der sicht-
zur unsichtbaren Strahlung zu ermitteln. Man suchte
meist diese Aufgabe durch Zerlegung der Strahlung
; Strahlenfilter (z. B. Jodlösung in Schwefelkohlenstoff;
r) in einen unsichtbaren und einen sichtbaren Teil zu
wie jedoch E. L. NICHOLS und W. W. COBLENTZ[3]
ewiesen haben, ist diese Methode ungenau, und das
ässigste Verfahren besteht in der Feststellung der
ıekurve und der Auswertung der einzelnen Gebiete
Integration auf rechnerischem Wege nach der SIMPSON-
Regel oder dergl.,[4] durch Planimetrieren, oder
Wägen der ausgeschnittenen Teile des Koordinaten-
s etc.[5]

Fig. 9.

Für manche Untersuchungen, z. B. für die Prüfung
mter Strahlungsformeln, kommt es darauf an, ein möglichst kräftiges Bündel
:lliger Strahlen herzustellen. Man kann solche ziemlich homogen durch
nalige Reflexion der Strahlen einer beliebigen Quelle an Flußspat ($\lambda = 24\,\mu$),
ılz ($\lambda = 51{,}2\,\mu$), Sylvin ($\lambda = 61{,}1\,\mu$) etc. erhalten, welche diese Strahlen-
»metallisch« reflektieren.[6] Eine ausführliche Zusammenstellung der von

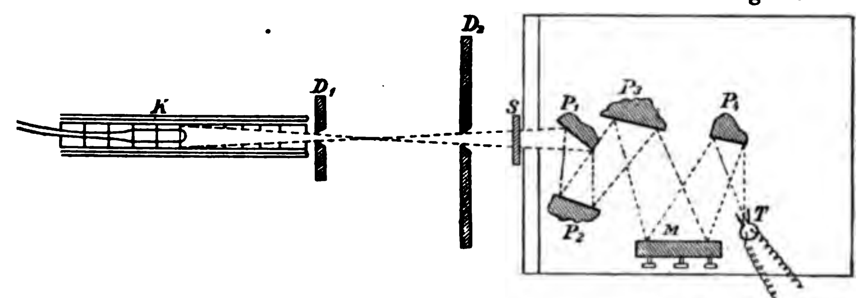


Fig. 10.

[1] Rep. Brit. Ass. 1894, 465; Nat. **51**, 12, 1894; C. R. **119**, 389, 1894. — [2] Nova Acta (3) 1895, 1; Phys. Rev. **3**, 137, 1895. — [3] Phys. Rev. 1903, 267; Phys. Z. **5**, 149, – [4] Vgl. z. B. H. A. LORENZ, Differential- u. Integralrechnung, deutsch von G. C. SCHMIDT, 1900, S. 381. — [5] Vgl. OSTWALD-LUTHER, Physiko-chemische Messungen, 2. Aufl., Leipzig ıei Engelmann), S. 45. — [6] H. RUBENS und E. NICHOLS, W. A. **60**, 418, 1897; H. RUBENS ASCHKINASS, W. A. **65**, 241, 1898; H. RUBENS, W. A. **69**, 576, 1899; E. ASCHKINASS, , **42**, 1900.

verschiedenen Substanzen gelieferten »Reststrahlen« wird später gegeben werden. Die Fig. 10 zeigt eine von H. RUBENS und F. KURLBAUM[1] angegebene Versuchsanordnung zur thermoelektrischen Untersuchung derartiger Reststrahlen.

Berechnung der Versuchsergebnisse.[2]

Der Galvanometerausschlag (oder dergl.) Q' ist, wie schon mehrfach betont wurde, proportional der Differenz der Strahlung des Senders und des Empfängers, d. h., es ist $Q' = Kf(T) - Kf(T_0)$; ein Maß für die Energie der Strahlung des Senders ergibt sich also erst, wenn zu der aus dem Galvanometerausschlag abgeleiteten Strahlungsgröße noch der im gleichen Maß gemessene, durch Rechnung oder graphische Konstruktion (z. B. bei spektrobolometrischen Untersuchungen) ermittelte Strahlungsbetrag des Empfängers hinzugefügt wird, entsprechend der Beziehung $Kf(T) = Q' + Kf(T_0)$. (Vgl. dazu S. 14 u. 31.) Bei Messungen im Spektrum ist zu beachten, daß $Q = Kf(\lambda, T) - Kf(\lambda, T_0)$ ist; denn der Empfänger ist mit seiner ganzen Umgebung in Bezug auf jede Wellenlänge im Gleichgewicht, nur nicht mit dem Strahler in Bezug auf die Wellenlänge λ. Sind die Temperaturen sehr verschieden, so kann bisweilen die Strahlung des Empfängers verschwindend klein neben derjenigen des Senders sein.

Reduktion des Galvanometerausschlags. Über die Reduktion des Ausschlags bei Spiegelablesung vgl. F. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der prakt. Physik, 10. Aufl., S. 636. Die Empfindlichkeit des Bolometers etc. ist veränderlich; man muß deshalb von Zeit zu Zeit während einer Versuchsreihe, und ganz besonders bei Beginn jeder neuen Beobachtungsreihe die Empfindlichkeit kontrollieren. Man hat die mit verschiedenen Empfindlichkeiten gemessenen Größen durch Berechnung oder graphische Ausgleichung miteinander vergleichbar zu machen.

Korrektur a) wegen der Strahlungsverluste. Die Energiegrößen müssen wegen der Reflexions-[3] und Absorptionsverluste[4] in den zwischen Strahlungsquelle und Messinstrument befindlichen Medien (Linsen, Spiegel,[5] Prismen, Gitter, Luft mit ihren Beimengungen, besonders Wasserdampf und Kohlendioxyd etc.) korrigiert werden. Die Verluste lassen sich rechnerisch, bisweilen einfacher (z. B. bei Energiekurven) graphisch ermitteln.[6] b) Wegen fremder Strahlung. Bisweilen tritt diffuse Strahlung auf; auch Beugungserscheinungen können zu Störungen Anlaß geben. Näheres sehe man in den Arbeiten von F. PASCHEN.

Korrektur wegen der Unreinheit des Spektrums. Es sei in einem reinen Spektrum (vgl. Abschn. „Spektralapparate") $f(\lambda)\,d\lambda$ die Energiemenge eines bei der Wellenlänge λ beginnenden Spektralgebietes von der Breite $d\lambda$, dann ist der Energiebetrag eines Spektralteiles von der Breite a, dessen Mitte λ ist,

$$S_a = \int_{\lambda - \frac{a}{2}}^{\lambda + \frac{a}{2}} f(\lambda)\,d\lambda\,;$$

hat der Bolometerstreifen oder dergl. die Breite a, so wird er, falls λ genau in seiner Mitte liegt, um einen der Größe S_a proportionalen Betrag erwärmt. Ist jedoch das Spektrum nicht absolut rein (dieser Fall liegt in der Praxis immer vor), so macht man die Breite des Bolometerstreifens zweckmäßig gleich der Breite des Spaltbildes b. Dann deckt das der Wellenlänge λ entsprechende Bild gerade den Bolometerstreifen, aber es treffen auf ihn, wenn λ auf seinem Rand liegt, noch Teile der Bilder von allen zwischen $\lambda + b$ und $\lambda - b$ ge-

[1] D. A. **4**, 655, 1901. — [2] Siehe besonders F. PASCHEN, W. A. **48**, 272, 1893; **49**, 50, 1893; **58**, 484, 1896; **60**, 683, 1897. — [3] Siehe dazu H. KAYSER, Handb. Bd. I, 414 ff., 568 ff. — [4] Vergl. H. KAYSER, l. c., Bd. I, Kap. 3; Bd. III, Kap. 4. — [5] H. RUBENS, W. A. **37**, 249, 1889. — [6] Siehe F. PASCHEN, W. A. **60**, 662, 717, 1897.

legenen Wellenlängen. Die Korrektur wegen dieser Unreinheit des Spektrums ist ziemlich verwickelt, man sehe darüber F. Paschen, W. A. **60**, 713, 1897.

Reduktion auf ein normales Spektrum. Sind spektrobolometrische oder dergl. Untersuchungen in einem nicht normalen Spektrum ausgeführt worden, so müssen die Ergebnisse, wie schon gesagt, auf ein normales Spektrum umgerechnet werden. Die Methoden zur Ausführung dieser Reduktion werden an späterer Stelle auseinandergesetzt. (Vgl. Abschnitt „Spektralapparate").

Relative Bestimmungen. Zur Prüfung der theoretisch oder experimentell abgeleiteten Gesetze genügen meist relative Bestimmungen, bei denen der reduzierte Galvanometerausschlag der Strahlungsdifferenz proportional gesetzt wird. In dieser Weise sind die meisten der in dem folgenden Kapitel mitgeteilten Resultate berechnet.

Absolute Bestimmungen. Soll der absolute Wert von Strahlungsgrößen ermittelt werden, so hat man festzustellen, welchen Ausschlag (oder dergl.) die Zufuhr der Energieeinheit (von 1 g-cal.) zu dem empfindlichen Teil der Messvorrichtung verursachen würde. Das nähere über die Ausführung (wie auch über einige andere Methoden zur absoluten Strahlungsmessung) wird S. 59 mitgeteilt.

Die Strahlungsgesetze für den absolut schwarzen Körper.[1]

Die Ergebnisse der experimentellen und theoretischen Untersuchungen über die Strahlung des absolut schwarzen Körpers lassen sich am einfachsten an der Hand einer graphischen Darstellung übersehen. In der Fig. 11 sind die Resultate einer Versuchsreihe dargestellt, welche von O. Lummer und E. Pringsheim[2] mit Hilfe eines Spektrobolometers zur Ermittelung der Energieverteilung im normalen Spektrum des schwarzen Körpers ausgeführt worden ist. Jede einzelne Kurve bezieht sich auf eine bestimmte Temperatur, ist also eine Isotherme. (Die Zahlen bedeuten die absolute Temperatur.) Als Abszissen sind die Wellenlängen λ in μ aufgetragen, während die Ordinaten proportional dem jeder Wellenlänge (vgl. dazu S. 20 und 22) entsprechenden Emissionsvermögen des schwarzen Körpers sind. Da für die Wellenlänge Null die Energie ebenfalls Null ist, beginnen alle Kurven im Nullpunkt des Koordinatensystems; sie steigen zu einem Maximum an, dessen Lage von der Temperatur abhängig ist, und nähern sich bei unbegrenzt wachsendem λ asymptotisch der Abszisse, da man aus theoretischen Gründen annimmt, daß die Strahlung bei jeder Temperatur alle Wellenlängen zwischen 0 und ∞ enthält. Das sichtbare Spektrum reicht von 0,40 bis 0,76 μ, liegt also zwischen den gestrichelten Linien. Man sieht, wie außerordentlich klein selbst bei sehr hohen Temperaturen der sichtbare Teil der Gesamtstrahlung ist.

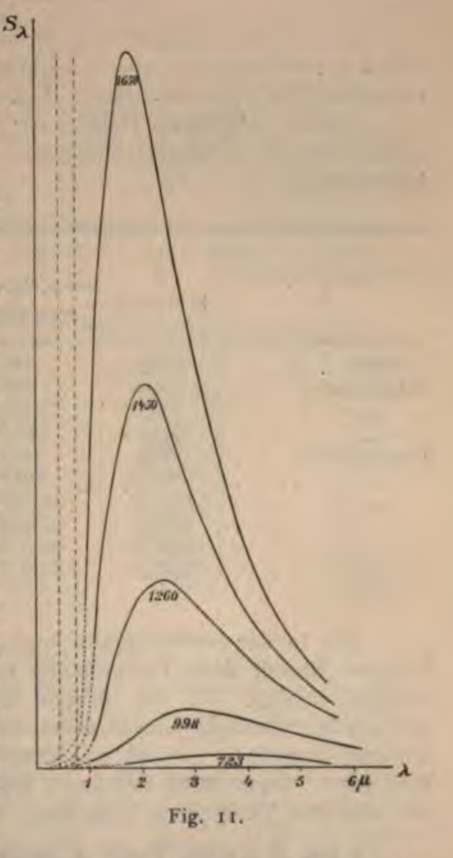


Fig. 11.

[1] Soeben erschien: M. Planck, Theorie d. Wärmestrahlung, Leipzig, J. A. Barth, 1906. — [2] Verh. deutsch. phys. Ges. **1**, 215, 1899.

Die von jeder einzelnen Isotherme begrenzte Fläche ist ein Maß für die bei der betreffenden Temperatur vom schwarzen Körper emittierte Gesamtstrahlung. Diese muß mit steigender Temperatur wachsen und könnte höchstens einen Grenzwert erreichen, aber nie abnehmen, sonst würde ein Perpetuum mobile möglich sein.[1] Für die Abhängigkeit der absoluten Gesamtstrahlung von der Temperatur gilt das Gesetz

$$S = \int_0^\infty S_\lambda \, d\lambda = C\,T^4\,, \tag{1}$$

in welchem C eine Konstante, T die absolute Temperatur bedeutet; in Worten lautet also das Gesetz:

»Die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers ist proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur.«

Dieses Gesetz wurde empirisch von J. STEFAN[2] und zwar unzutreffender Weise für alle Stoffe abgeleitet, später von L. BOLTZMANN[3] theoretisch auf Grund des MAXWELLschen Satzes vom Strahlendruck[4] für den schwarzen Körper begründet.

Zur Prüfung des STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetzes schreiben wir es in der Form

$$S_{\text{beob.}} = S_{\text{abs.}} - s_{\text{abs.}} = C\,(T^4 - T_0^4)\,, \tag{2}$$

worin $S_{\text{abs.}}$ und T resp. $s_{\text{abs.}}$ und T_0 die absoluten Strahlungen und Temperaturen des schwarzen Körpers resp. des Messinstrumentes bedeuten; für relative Messungen setzen wir

$$Q' = Q - Q_0 = C'\,(T^4 - T_0^4)\,. \tag{2a}$$

Q' ist der reduzierte Galvanometerausschlag oder dergl. In analoger Umformung sind auch die später zu besprechenden Strahlungsformeln bei der experimentellen Prüfung anzuwenden. (Vgl. dazu die Ausführungen auf S. 22.)

In der folgenden Tabelle ist eine von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[5] ausgeführte Versuchsreihe mitgeteilt, die mit Hilfe eines Flächenbolometers erhalten wurde.

Tabelle 1.

Schwarzer Körper in	T beobachtet	Q' reduz. Galvan.-Ausschlag.	$C' \cdot 10^{10} = \frac{Q'}{T^4 - T_0^4} \cdot 10^{10}$	$T = \sqrt[4]{\frac{Q}{C} + T_0^4}$	T beob. — T ber.
iedetopf	353,1	156	127,0	374,6	— 1,5°
Salpeterkessel . . .	492,5	638	124,0	492,0	+ 0,5
„ . . .	723,0	3320	124,8	724,3	— 1,3
„ . . .	745,0	3810	126,6	749,1	— 4,1
Chamotteofen . . .	810,0	5150	121,6	806,5	+ 3,5
„ . . .	868,0	6910	123,3	867,1	+ 0,9
„ . . .	1378,0	44 700	124,2	1379,0	— 1
„ . . .	1470,0	57 400	123,1	1468,0	+ 2
„ . . .	1497,0	60 600	120,9	1488,0	+ 9
„ . . .	1535,0	67 800	122,3	1531,0	+ 4
		Mittel:	123,8		

Die in der zweiten Spalte angegebene absolute Temperatur T des schwarzen Körpers ist mit dem Thermometer resp. LE CHATELIERschen Thermoelement gemessen worden. In der dritten Spalte ist der der Strahlungsdifferenz proportionale reduzierte Galvanometerausschlag, in der vierten Spalte die aus jeder Beobachtung nach Formel 2a berechnete Konstante C' verzeichnet. Aus dem sich für C' ergebenden Mittelwert wurde dann umgekehrt aus jeder Beobachtung die absolute Temperatur berechnet, welche in der fünften Spalte angegeben ist,

[1] Vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektr. II, 70. — [2] Sitz.-Ber. Wiener Akad. **79**, Abt. II, 391, 1879. — [3] W. A. **22**, 291, 1884. — [4] Vgl. das Kapitel »Strahlende Energie und mechanische Energie«. — [5] W. A. **63**, 395, 1897.

während ihre Abweichung von der direkt beobachteten Temperatur in der nächsten Kolonne mitgeteilt wurde.

Eine Bestätigung des STEFANschen Gesetzes für Temperaturen zwischen $+300^0$ C. und -182^0 C. hat COMPAN[1] gegeben. Als Strahler diente eine geschwärzte Kupferkugel.[2]

Die Betrachtung der Isothermen in Fig. 11 lehrt uns, daß die Energie jeder einzelnen Wellenlänge mit der Temperatur wächst,[3] und daß jede Isotherme ein Maximum hat, welches mit steigender Temperatur, da die Energie der kürzeren Wellenlängen schneller als die der längeren zunimmt, sich nach der kurzwelligen Seite hin verschiebt.[4] Die Wellenlänge, bei der dieses Maximum liegt, wollen wir mit λ_m, die Größe der entsprechenden maximalen Energie mit S_m bezeichnen. Für die beiden Größen hat W. WIEN[5] auf thermodynamischer Grundlage zwei wichtige Beziehungen abgeleitet, welche wir als das WIENsche Verschiebungsgesetz bezeichnen und durch die Formeln

$$\lambda_m T = A = 2940 \qquad (3)$$

und

$$S_m = B T^5 \qquad (4)$$

resp. durch folgende Sätze ausdrücken:

»Im normalen Emissionsspektrum des schwarzen Körpers verschiebt sich mit veränderter Temperatur diejenige Wellenlänge, bei der die Energie ihr Maximum hat, in der Weise, daß das Produkt aus Temperatur und Wellenlänge konstant bleibt.«

»Die maximale Energie ist proportional der fünften Potenz der absoluten Temperatur.«

Die ersten sehr umfangreichen Untersuchungen über die Energieverteilung in den Spektren fester Körper hat F. PASCHEN[6] ausgeführt; ihm verdanken wir die Ausarbeitung zahlreicher elektrischer und optischer Methoden zum Studium dieser Verhältnisse. Später haben O. LUMMER, E. PRINGSHEIM, F. KURLBAUM und H. RUBENS[7] ganz wesentlich zur endgültigen Lösung des Problems beigetragen.

Zur Bestätigung des WIENschen Gesetzes führen wir eine Versuchsreihe aus den Untersuchungen von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[8] an, welche in Tabelle 2 niedergelegt ist.

Tabelle 2.

Absolute Temp.	λ_m	Q'_m	$A = \lambda_m T$	$B' = \frac{Q'_m}{T^5 - T_0^5}$	$T = \sqrt[5]{\frac{Q'_m}{B'_{\text{Mittel}}} + T_0^5}$	T beob. $- T$ ber.
621,2°	4,53	2,026	2814	$2190 \cdot 10^{-17}$	621,3°	−0,1°
723	4,08	4,28	2950	$2166 \cdot 10^{-17}$	721,5	+1,5
908,5	3,28	13,66	2980	$2208 \cdot 10^{-17}$	910,1	−1,6
998,5	2,96	21,50	2956	$2166 \cdot 10^{-17}$	996,5	+2,0
1094,5	2,71	34,0	2966	$2164 \cdot 10^{-17}$	1092,3	+2,2
1259,0	2,35	68,8	2959	$2176 \cdot 10^{-17}$	1257,5	+1,5
1460,4	2,04	145,0	2979	$2184 \cdot 10^{-17}$	1460,0	+0,4
1646	1,78	270,6	2928	$2246 \cdot 10^{-17}$	1653,5	−7,50
			Mittel = 2940	$2188 \cdot 10^{-17}$		

[1] C. R. **133**, 813, 1901; siehe auch C. E. MENDENHALL und F. A. SAUNDERS, l. c., S. 26. — [2] Über eine Möglichkeit, das STEFANsche Gesetz für sehr tiefe Temperaturen mit Hilfe des Radiums zu prüfen, siehe E. BOSE, Phys. Z. **6**, 5, 1905. — [3] Auch die Einzelstrahlung darf mit steigender Temperatur ebensowenig jemals abnehmen, wie die Gesamtstrahlung; W. WIEN, W. A. **52**, 132, 1894; vgl. auch die Untersuchungen von J. TYNDALL (Proc. Roy. Soc. **14**, 33, 1865; Phil. Trans. **156**, II, 1, 1866; Phil. Mag. [4] **28**, 329, 1864; P. A. **124**, 36, 1865) u. P. DESAINS, C. R. **67**, 297, 1097, 1868. — [4] S. LAMANSKY, P. A. **146**, 200, 1872 u. a. bes. S. P. LANGLEY, Phil. Mag. (5) **21**, 394, 1886; vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektrosk. Bd. II, S. 91 ff. — [5] W. A. **46**, 633, 1893; Berl. Ber. 1893, 55; W. A. **52**, 132, 1894; **58**, 662, 1896; D. A. **3**, 530, 1900. — [6] Astrophys. J. **2**, 202, 1895; W. A. **58**, 455, 1896; **60**, 662, 1867, siehe daselbst die Methoden der Ermittelung von λ_m und S_m; vgl. ferner S. 32f. — [7] Litteratur siehe weiter unten. — [8] Verh. deutsch. phys. Ges. **1**, 23, 215, 1899.

Zu der Tabelle 2 sei noch bemerkt, daß nach F. PASCHEN $A = 2920$ ist; B' ist, wie oben C', bei relativer Energiemessung von den Versuchsbedingungen abhängig.

Das Energiemaximum verschiebt sich nach S. P. LANGLEY,[1] C. E. MENDENHALL und F. A. SAUNDERS[2] mit sinkender Temperatur schnell nach den längeren Wellenlängen.

In neuester Zeit ist die Gleichung 3 an einem schwarzen Körper von Zimmertemperatur durch G. W. STEWART[3] geprüft worden; für $T = 297$ findet er $\lambda_m = 9{,}2$, was mit dem berechneten Wert 9,8 schlecht übereinstimmt. G. W. STEWART wendet gegen die älteren Versuche von S. P. LANGLEY etc. ein, daß bei diesen die Strahlung des Messinstrumentes nicht genügend berücksichtigt worden sei.

Die Verschiebung des Energiemaximums mit der Temperatur läßt sich nach H. F. REID[4] folgendermaßen zeigen: In das Spektrum eines elektrisch geglühten Platinstreifens setzt man zwei gegeneinander geschaltete Bolometer an Stellen gleicher Energie, so daß das Galvanometer nicht abgelenkt wird. Wird dann der Heizstrom gestärkt resp. geschwächt, so überwiegt der Ausschlag des Bolometers, das im Gebiet der kürzeren resp. der längeren Wellen liegt; die Strahlungsintensität der kürzeren Wellen wächst also schneller, deshalb muß auch das Maximum nach dieser Seite sich verschieben.

Die Einfachheit der mitgeteilten drei Fundamentalgesetze der schwarzen Strahlung bestätigen die Voraussage G. KIRCHHOFFS, daß diese Gesetze sich unzweifelhaft von sehr einfacher Form erweisen würden, wie es alle Gesetze tun, die nicht von den Eigenschaften einzelner Körper abhängen. Es ist sehr wahrscheinlich, daß diese Gesetze bis zu den höchsten Temperaturen gelten, also Naturgesetze in des Wortes weitester Bedeutung sind.

Weniger einfach als die angeführten Gesetze lautet die Formel für die Isotherme $S_\lambda = f(\lambda, T)$, welche allgemein die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers darstellt. Nach vielfachen, mehr oder weniger befriedigenden Versuchen zur Ableitung einer derartigen Gleichung von H. F. WEBER, M. W. MICHELSON, R. VON KÖVESLIGHETY, Lord RAYLEIGH, M. THIESEN, O. LUMMER und E. JAHNKE[5] und besonders von W. WIEN[6] stellte M. PLANCK[7] folgende Formel auf:

$$S_\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}. \tag{5}$$

In dieser Formel sind c_1 und c_2 zwei Konstanten, über deren Bedeutung unten näheres mitgeteilt wird; c_1 ist von der Versuchsanordnung abhängig, c_2 hat dagegen stets den Wert 14600.

Wir wollen[8] diese Gleichung durch eine einfache Umformung auf folgende Gestalt bringen:

$$S_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \tag{5a}$$

und dann logarithmieren, so daß wir den Ausdruck

$$\log S_\lambda = \log \frac{c_1}{\lambda^5} - \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T} \log e - \log \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T}}\right) \tag{5b}$$

[1] l. c., S. 25; Amer. J. **31**, 1, 1886; Ann. de chim. et de phys. (6) **9**, 433, 1886. — [2] Phil. Mag. (5) **44**, 136, 1897; John Hopkins Univ. Circ. **16**, No. 135, 55, 1898; Astrophys. J. **13**, 25, 1901; F. A. SAUNDERS, John Hopkins Univ. Circ. **18**, No. 140, 58, 1899. — [3] Phys. Z. **4**, 804, 1903; Phys. Rev. **17**, 476, 1903. — [4] Astroph. J. **2**, 160, 1895. — [5] Siehe hierüber F. PASCHEN, W. A. **58**, 662, 1896; ferner die Anm. 2, S. 27. — [6] W. A. **58**, 662, 1896; vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektr. II, 103 ff. — [7] Verh. deutsch. phys. Ges. **2**, 202, 237, 1900; D. A. **1**, 716, 1900; **4**, 553, 1901; **6**, 818. 1901. — [8] Vgl. hierzu F. PASCHEN, D. A. **4**, 277, 1901.

erhalten. Sehen wir in dieser Gleichung $\log S_\lambda$ sowie $\frac{1}{T}$ als Variable an, so folgt durch Differentiation die Beziehung

$$-\frac{d \log S_\lambda}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \cdot \log e\,. \qquad (5c)$$

Solange nun das Produkt λT nicht über ca. 3000 steigt, ist $e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ klein neben 1, und die Gleichungen reduzieren sich auf die einfachen Formen

$$\log S_\lambda = \log \frac{c_1}{\lambda^5} - \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T} \log e \qquad (6a)$$

und

$$-\frac{d \log S_\lambda}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{c_2}{\lambda} \log e\,; \qquad (6b)$$

die PLANCKsche Gleichung wird in diesem Falle identisch mit dem von W. WIEN für die Energieverteilung im Spektrum entwickelten Ausdruck

$$S_\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}} \qquad (6)$$

Die WIENsche Gleichung gilt, wie aus der Forderung $\lambda T < 3000$ hervorgeht, stets für das Gebiet des Maximums der Isotherme ($\lambda_m T = 2940$, siehe S. 25), sowie für das ganze Gebiet, in welchem $\lambda < \lambda_m$ ist. Auf der anderen Seite vom Maximum hat sie um so weiter Gültigkeit, je tiefer die Temperatur des Strahlers ist; die Tabelle 3 gibt die Werte für λ_m bei verschiedenen Temperaturen, sowie die obere Grenze des Gültigkeitsbereiches der WIENschen Gleichung.

Tabelle 3.

T_{abs}	λ_m	WIENsche Formel gilt aufwärts bis
	μ	μ
100	29,40	30,00
300	9,80	10,00
500	5,88	6,00
700	4,20	4,29
1000	2,94	3,00
1500	1,96	2,00
2000	1,47	1,50
3000	0,980	1,00
4000	0,735	0,750
5000	0,588	0,600
6000	0,490	0,500
7000	0,420	0,429
8000	0,367	0,375

Die einer Arbeit von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[1] entnommene graphische Darstellung einiger beobachteter und nach der WIENschen Gleichung berechneter Isothermen in Fig. 12 zeigt entsprechend dem oben Gesagten im absteigenden Kurvenast um so größere Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung, je höher die Temperatur des schwarzen Körpers war. (Die schraffierten Gebiete sind Absorptionsstreifen der Luftbestandteile.)

Der PLANCKschen Formel schließen sich alle bisher gemessenen Messungsresultate gut an.[2] Die Prüfung der einzelnen Gleichungen geschieht am ein-

---

1 D. A. 6, 192, 1901. — 2 Über die Prüfung der WIENschen sowie der PLANCKschen Gleichung siehe die Arbeiten von F. PASCHEN, W. A. 58, 484, 1896; 60, 683, 1897; D. A. 4, 277, 1901; 6, 646, 1901; ferner Ber. Akad. Berlin 1899, 405, 959; H. BECKMANN, Diss.

fachsten in der Weise, daß man λ konstant erhält und die alsdann sich ergebenden Gleichungen für die isochromatischen Kurven

$$S_\lambda = \psi(T) \tag{5d}$$

oder bequemer die logarithmischen Ausdrücke

$$\log S_\lambda = f\left(\frac{1}{T}\right) \tag{5e}$$

auf die Messungsergebnisse anwendet. Die der Gleichung 5e entsprechenden Kurven werden im folgenden als Isochromaten bezeichnet.

Die PLANCKsche Gleichung für die Isochromaten hat die Form

$$\log S_\lambda = K - \frac{K_1}{T}\log e - \log e\left(1 - e^{-\frac{K_1}{T}}\right); \tag{5b}$$

die WIENsche Formel ergibt den Ausdruck

$$\log S_\lambda = K - \frac{K_1}{T}\log e = K - \frac{K_2}{T}, \tag{6a}$$

also die Gleichung einer geraden Linie.[1] Wir können auch schreiben

$$S_\lambda = 10^{K - \frac{K_1}{T}} = e^{\mathfrak{K} - \frac{\mathfrak{k}}{T}}. \tag{6a}$$

Fig. 12.

Als proportionale Größen für $f(\lambda, T) - f(\lambda, T_0)$ resp. für $f(\lambda, T)$ setzt man die reduzierten Galvanometerausschläge $Q' = K[f(\lambda, T) - f(\lambda, T_0)]$ resp. die Größen $Q = K f(\lambda, T)$; im sichtbaren Spektrum die mit einem Spektrophotometer bestimmten Helligkeiten J_λ (vgl. dazu S. 39). Die folgenden Tabellen enthalten einige Messungsresultate von F. PASCHEN,[2] sowie von H. RUBENS und F. KURLBAUM,[3] aus denen die Gleichwertigkeit der WIENschen und der PLANCKschen Formel für $\lambda T < 3000$ und die Überlegenheit der letzteren für größere Werte von λT ersichtlich ist.

Tübingen 1898; O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, Verh. deutsch. phys. Ges. **1**, 23, 215, 1899; **2**, 163, 1900; **3**, 36, 1901; **5**, 3, 1903; D. A. **3**, 159, 1900; **6**, 192, 1901; O. LUMMER und E. JAHNKE, D. A. **3**, 283, 1900; H. RUBENS und F. KURLBAUM, Ber. Akad. Berlin 1900, 929; D. A. **4**, 649, 1901. In letzterer Arbeit sehe man die Diskussion einiger anderer, innerhalb größerer Gebiete gültiger Formeln, besonders derjenigen von O. LUMMER und E. JAHNKE.

[1] F. PASCHEN, W. A. **58**, 490, 1896; **60**, 665, 1897; F. PASCHEN und H. WANNER, Ber. Akad. Berlin 1899, 5; H. WANNER, D. A. **2**, 141, 1900; O. LUMMER und F. KURLBAUM, Verh. deutsch. phys. Ges. **2**, 89, 1900. — [2] D. A. **4**, 277, 1901. — [3] Sitz.-Ber. Akad. Berlin 1901, 929; D. A. **4**, 649, 1901.

Tabelle 4. (F. Paschen.)

$\lambda = 1,0959\ \mu$ — T	Q beob.	Q ber. nach Wien	Q ber. nach Planck
1038,7	3,65	3,61	3,68
1333,4	59,3	59,14	58,97
1553.1	60,6	61,44	61,27
1628,3	252,6	252,5	249,4

$\lambda = 1,6933\ \mu$ — T	Q beob.	Q ber. nach Wien	Q ber. nach Planck
822,9	16,4	15,74	16,14
1071,7	178,4	179,2	180.7
1074,2	182,6	182,6	184,1
1455,1	1493	1493	1484

$\lambda = 7,7267\ \mu$ — T	Q beob.	Q ber. nach Wien	Q ber. nach Planck
476,3	27,11	27,40	27,52
596,2	63,39	60,87	62,39
778,2	136,8	127,7	136,9
987,6	242,0	213,7	242.7
1315,6	438,1	344,4	439,2
1576,3	604,9	433,7	601,0

Tabelle 5. (H. Rubens und F. Kurlbaum.)

$\lambda = 8,85\ \mu$ (Reststrahlen von Quarz) — T	Q' beob.	Q' ber. nach Wien	Q' ber. nach Planck
0	—	−1,96	−1,41
100	−1,6	−1,96	−1,41
200	−1,5	−1,82	−1,31
300	—	+0,10	+0,1
373	+3,4	+4,07	+3,0
500	13,5	16,5	12,4
800	53,5	60,5	50,3
1100	102	107,0	99,8
1273	132	132	132
1400	154	147,7	154,6
1700	212,5	182,3	213,5

$\lambda = 24,0\ \mu$ (Reststrahlen von Flußspat) — T	Q' beob.	Q' ber. nach Wien	Q' ber. nach Planck
0	—	−42,4	−15,4
85	−15,5	−41,0	−15,0
193	−9,4	−26,8	−9,3
293	0	0	0,
523	+30,3	+50,6	+28,8
773	64,3	88,9	62,5
1023	98,3	114,5	96,7
1273	132	132	132
1523	167	145	167,5
1773	201,5	155	202

$\lambda = 51,2\ \mu$ (Reststrahlen von Steinsalz) — T	Q' beob.	Q' ber. nach Wien	Q' ber. nach Planck
0	—	−121,5	−23,8
85	−20,6	−107,5	−21,9
193	−11,8	−48,0	−12,0
293	0	0	0
523	+31,0	+63,5	+30,4
773	64,5	96	63,8
1023	98,1	118	97,2
1273	132	132	132
1523	164,5	141	166
1773	196,8	147,5	200

Über die Berechnung von Q bezw. Q' siehe S. 31. In Tabelle 5 ist für Q' bei $T = 1273$ für alle Reihen der Wert 132 gesetzt. Das negative Vorzeichen in derselben Tabelle bedeutet, daß der Strahlungsgewinn auf Seiten des schwarzen Körpers gelegen hat, da seine Temperatur tiefer als die des Messinstruments war. Die Plancksche Formel ist von O. Lummer und E. Pringsheim[1] auch im kurzwelligen Spektralgebiet bestätigt worden. G. W. Stewart[2] hat bei Versuchen, die Energiekurve des schwarzen Körpers für Zimmertemperatur zu ermitteln, keine Übereinstimmung zwischen Theorie und Berechnung erhalten; der Strahler war der gut platinierte Flügel eines Radiometers, der Empfänger ein auf die Temperatur der flüssigen Luft abgekühlter schwarzer Körper (siehe auch S. 26).

Die graphische Darstellung der Funktion $\log S_\lambda = f\left(\frac{1}{T}\right)$ liefert, wie wir sahen, für $\lambda T < 3000$ gerade Linien; die praktische Bedeutung dieser geradlinigen Isochromaten ist eine sehr große (vgl. S. 39, 51); die Fig. 13[3] zeigt einige derartige auf spektralphotometrischem Wege (vgl. S. 39) von O. Lummer und

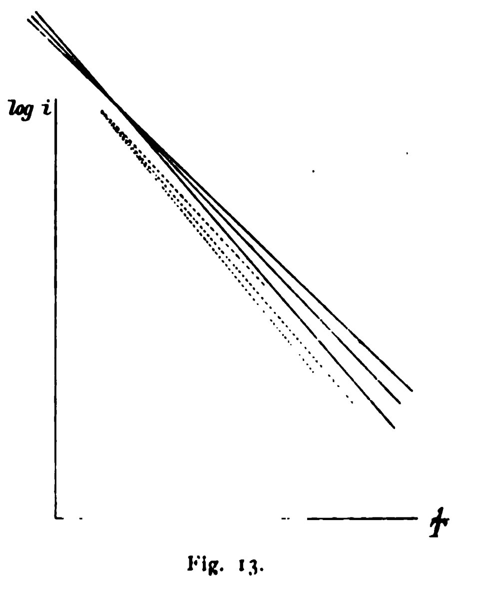


Fig. 13.

[1] D. A. 6, 192, 1901. — [2] Phys. Z. 4, 804, 1903. — [3] $\log i = \log S_\lambda$.

E. PRINGSHEIM[1] gewonnene Isochromaten, die ausgezogenen Linien beziehen sich auf den schwarzen Körper. Wird $\lambda T > 3000$, so weichen die Isochromaten erheblich von der geraden Linie ab und entsprechen der Gleichung 5b.

Folgerungen aus der WIENschen Formel.[2] Obgleich die WIENsche Gleichung kein strenges physikalisches Gesetz, sondern nur eine Annäherungsformel darstellt, erscheinen in Anbetracht ihres großen Gültigkeitsbereiches einige weitere, aus ihr gezogenen Schlußfolgerungen nicht unangebracht, zumal sie bei der Verwertung der Messungsergebnisse oft eine große Rolle spielen.

Für die Konstanten c_1 und c_2 in der WIENschen Formel[3] gelten die Beziehungen (siehe S. 63)

$$c_1 = B A^5 e^5 \, (B = S_m T^{-5},\ A = \lambda_m T) \,. \tag{7}$$

$$c_2 = 5 A \,. \tag{7a}$$

Unter Anwendung dieser Beziehungen und der Gleichungen 4 und 6 folgt aus der WIENschen Formel der Ausdruck

$$\frac{S_\lambda}{S_m} = \left[\frac{\lambda_m}{\lambda} e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}}\right]^5 \tag{8}$$

oder

$$\log S_\lambda - \log S_m = 5\left(\log e - \frac{\lambda_m}{\lambda} \log e - \log \frac{\lambda}{\lambda_m}\right), \tag{8a}$$

d. h. $\frac{S_\lambda}{S_m}$ ist für alle Temperaturen die nämliche Funktion von $\frac{\lambda}{\lambda_m}$, oder $\log S_\lambda - \log S_m$ hat bei konstantem Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_m}$, (d. h. bei gleicher Differenz von $\log \lambda - \log \lambda_m$) denselben Wert; die graphische Darstellung der Funktion

$$\log S_\lambda = \psi(\log \lambda)$$

für alle Temperaturen muß also kongruente Kurven ergeben.

Die in den Gl. 8 und 8a ausgesprochene Gesetzmäßigkeit ist von W. WIEN[4] auf theoretischem Wege abgeleitet worden; F. PASCHEN hat das nämliche Resultat aus seinem reichen experimentellen Material abgeleitet, sie ist von erheblichen Nutzen zur Ergänzung unvollständiger Messungsreihen: ist nämlich eine der Gl. 8a entsprechende Kurve unvollständig, sei es, daß für gewisse Gebiete die Messungen gänzlich fehlen oder durch Absorptionsverluste in der Optik des Messapparates, im Wasserdampf oder in der Kohlensäure der Luft etc. entstellt sind, so kann man die Kurvenstücke oder die deformierte Linie dadurch ergänzen bezw. ausgleichen, daß man die einer anderen Temperatur entsprechende, vollständigere Kurve, bei der naturgemäß die Absorptionsbanden in anderer Entfernung vom Maximum liegen, durch Parallelverschiebung mit jenen Teilen zur Deckung bringt.

Es lassen sich auch die Beziehungen zwischen S_λ und T bei konstantem λ so formulieren, daß die graphische Darstellung der Funktion für alle Wellenlängen kongruente Kurven liefert, doch hat diese Funktion weniger Bedeutung, da es einfacher ist, die lineare Gleichung 6a graphischer Darstellungen zugrunde zu legen.

Die wichtigste von allen Folgerungen aus der WIENschen Gleichung ist die oben diskutierte Formel 6a; wie der Differentialquotient

$$-\frac{d \log S_\lambda}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{c_2}{\lambda} \log e \tag{6b}$$

---

[1] Verh. deutsch. phys. Ges. 3, 36, 1901. — [2] Vgl. die S. 22 zitierten Arbeiten von F. PASCHEN. — [3] Die Bedeutung dieser Konstanten in der PLANCKschen Formel wird auf S. 63 besprochen. — [4] l. c., S. 26.

erkennen läßt, verlaufen die Isochromaten um so steiler, je kleiner λ ist (d. h. die Strahlungsintensität wächst um so schneller mit der Temperatur, je kürzer die betreffende Wellenlänge ist, vergl. S. 25 und Fig. 13); die Isochromaten werden sich also schneiden. Man kann die isochromatischen Linien auch unter sich parallel machen, wenn man in der logarithmierten WIENschen Formel 6a S_λ und $\frac{1}{\lambda T}$ als Variable ansieht; der Differentialquotient hat dann die Form

$$\frac{d \log S_\lambda}{d\left(\frac{1}{\lambda T}\right)} = c_2 \log e = \gamma; \tag{6c}$$

die Linien haben also dann für alle Wellenlängen die gleiche Neigung zur Abszisse.

Alle in diesem Abschnitt mitgeteilten Gleichungen dürfen selbstverständlich nur innerhalb der auf S. 27 angegebenen Grenzen angewendet werden.

Bestimmung von S, S_λ, S_m, $\frac{c_2}{T}$ und λ_m.

S. Die Bestimmung von S erfolgt auf Grund der S. 13 und 24 gegebenen Ausführungen.

S_λ. Etwas näher wollen wir hier noch auf die Bestimmung von S_λ eingehen. Wir wählen ein Beispiel aus F. PASCHENS Messungen[1] zur Ermittelung der Isothermen.

Beobachtet wird
q der Galvanometerausschlag;
δ die Minimalablenkung der betreffenden Wellenlänge (s. Abschn. „Spektralapparate").

Berechnet wird

$$\left.\begin{matrix} \lambda \\ \frac{dn}{d\lambda} \\ \frac{dn}{d\delta} \\ \frac{d\lambda}{d\delta} \end{matrix}\right\}$$ nach den im Kap. „Spektralapparate" mitgeteilten Gleichungen.

$q : \frac{d\lambda}{d\delta} = q'$, damit ist die Reduktion auf das normale Spektrum ausgeführt (vgl. Schluß des Kap. „Spektralapparate").

R Faktor, der den Reflexionsverlust an Spiegeln, Prismenflächen etc. eliminiert.
$q' R = Q'$, reduzierter Galvanometerausschlag.

Nun ist

$$Q' = K[f(\lambda, T) - f(\lambda, T_0)];$$

mit Hilfe dieser Beziehung kann die Strahlungsformel geprüft werden; man ermittelt aus den Bestimmungen die Konstanten c_1 und c_2 mittels der Gleichung

$$K[f(\lambda, T) - f(\lambda, T_0)] = \frac{c_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)} - \frac{c_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_0}} - 1\right)}$$

(nach entsprechender Umformung); dann vergleicht man die mit Hilfe der Mittelwerte für c_1 und c_2 berechneten Werte für Q' mit den gefundenen. Will man $K f(\lambda, T) = Q$ finden, so hat man das mit Hilfe der Konstanten berechnete $K f(\lambda, T_0)$ zu Q' zu addieren.[2]

---

1 W. A. **58**, 463, 1896. — 2 Bisweilen läßt sich $K f(\lambda, T_0)$ auf einfacherem Wege finden; vgl. F. PASCHEN, W. A. **58**, 484, 1896.

Beispiel:

$$\begin{aligned}
\delta &= 27^0\,23{,}9' \\
\lambda &= 6{,}254\,\mu \\
q &= 186{,}2 \\
\log q &= 2{,}2700 \\
4 + \log \frac{d\lambda}{d\delta} &= 2{,}1321 \quad \Big\}- \\
\log q &= 0{,}1379 \\
\log R &= 0{,}0338 \quad \Big\}+ \\
\log Q' &= 0{,}1717 \\
Q' &= 1{,}485 \\
Kf(\lambda, T_0) &= 0{,}013 \quad \Big\}+ \\
Q = Kf(\lambda, T) &= 1{,}498
\end{aligned}$$

S_m. Die Ermittelung von S_m erfolgt am zweckmäßigsten durch graphische Interpolation auf den Isothermen.

$\frac{c_2}{T}$. Die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers (»die Qualität der schwarzen Strahlung«) wird allein durch die Größe $\frac{c_2}{T}$ bedingt; zur Bestimmung dieses Wertes sind nur relative Messungen von S_λ nötig. Die WIENsche Formel läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$\log S_\lambda + 5 \log \lambda = \log c_1 - \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{c_2}{T} \log e\,;$$

es ist also $\log S_\lambda + 5 \log \lambda$ eine lineare Funktion von $\frac{1}{\lambda}$, und aus einem Beobachtungspaar von S_{λ_1} und S_{λ_2} folgt

$$\frac{c_2}{T} = \frac{(\log S_{\lambda_1} + 5 \log \lambda_1) - (\log S_{\lambda_2} + 5 \log \lambda_2)}{\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \log e}.$$

Hat man eine größere Reihe von Beobachtungen, $S_{\lambda_1}, S_{\lambda_2}, S_{\lambda_3} \ldots S_{\lambda_n}$, so ist nach der Methode der kleinsten Quadrate

$$-\frac{c_2}{T} \log e = \frac{\Sigma (\log S_\lambda + 5 \log \lambda)\, \Sigma \frac{1}{\lambda} - n\, \Sigma \frac{1}{\lambda} (\log S_\lambda + 5 \log)}{\left(\Sigma \frac{1}{\lambda}\right)^2 - n\, \Sigma \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2}$$

$$= \frac{\Sigma \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{\Sigma \frac{1}{\lambda}}{n}\right) (\log S_\lambda + 5 \log \lambda)}{\Sigma \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{\Sigma \frac{1}{\lambda}}{n}\right)^2}.$$

Ermittelt man das Verhältnis $\frac{S'_\lambda}{S''_\lambda}$ für zwei Körper von verschiedenen Temperaturen T' und T'', so ist nach der WIENschen Formel

$$\log \frac{S'_\lambda}{S''_\lambda} = \left(\frac{c_2}{T''} - \frac{c_2}{T'}\right) \frac{1}{\lambda} \log e\,;$$

ist also der $\frac{c_2}{T}$-Wert des einen Strahlers bekannt, so läßt sich der des anderen aus dem Verhältnis $\frac{S'_\lambda}{S''_\lambda}$ finden.

λ_m. Die direkte Bestimmung von λ_m auf graphischem Wege liefert ungenaue Resultate. Der rechnerischen Ermittelung legt man die Isotherme oder zweckmäßiger die Kurve der Gleichung

$$\log S_\lambda = f(\log \lambda)$$

zugrunde; in der nächsten Nähe des Maximums sind die Kurven einigermaßen symmetrisch, so daß man λ_m nach der Formel

$$\log \lambda_m = \frac{\log \lambda_1 + \log \lambda_2}{2}$$

annähernd ermitteln kann, worin λ_1 und λ_2 zwei rechts und links vom Maximum gelegene Wellenlängen sind, für welche $S\lambda_1 = S\lambda_2$ ist. Weit genauere Resultate gibt die Anwendung der aus Gl. 8 folgenden Beziehung

$$\lambda_m = \frac{(\log \lambda_2 - \log_1 \lambda)\, \lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1) \log e}. \qquad (9)$$

Die Formel gilt natürlich streng nur für den Gültigkeitsbereich der Wienschen Gleichung. Ist $\frac{c_2}{T}$ ermittelt (vgl. vorig. Absatz), so folgt λ_m aus der Beziehung

$$\lambda_m = \frac{c_2}{5\,T}. \qquad (7a)$$

Über die Bestimmung von T sehe man das Kapitel »Strahlungspyrometrie«.

Die Strahlung nichtschwarzer Körper.

Wenn die ausgezogene Kurve Fig. 14 eine Isotherme des absolut schwarzen Körpers darstellt, so müssen die Isothermen für alle nichtschwarzen Körper unterhalb derselben verlaufen, so lange es sich um reine Temperaturstrahlung handelt. Ein ausgezeichneter Fall wäre der, daß die Kurve für einen bestimmten Stoff denselben Verlauf hat, wie für den schwarzen Körper, die Größe der Energie aber für alle Spektralgebiete um den gleichen Prozentsatz geschwächt ist. Dann läge ein »grauer« Körper vor, der alle Wellenlängen gleich stark reflektiert. (Vgl. die punktierte Kurve in Fig. 14.) Jede andere Form oder Lage der Isotherme bedeutet, daß der Körper ein selektives Emissions- und Reflexionsvermögen hat.

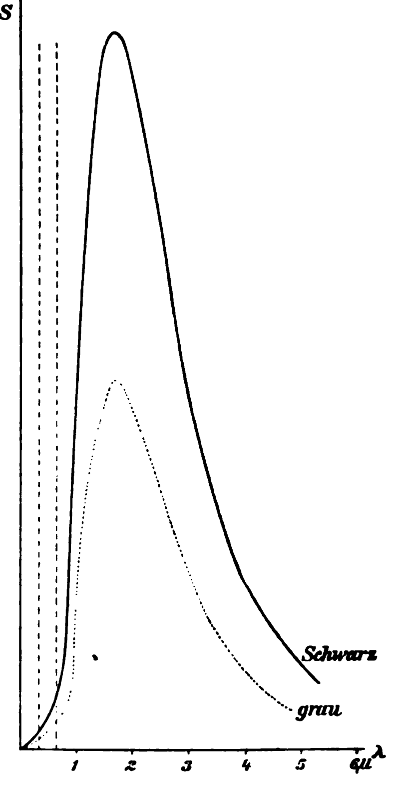


Fig. 14.

Für alle »grauen« Stoffe gelten die nämlichen Formeln, wie für den absolut schwarzen Körper, nur die sich auf Energiebeträge beziehenden Konstanten sind mit einem bestimmten Faktor (< 1) multipliziert. Die Größen $A = \lambda_m T$ und $c_2 = K \cdot A$ (vgl. S. 30) haben dagegen für »graue« Körper dieselben Werte 2940 resp. 14600 wie für schwarze Stoffe. Solche Substanzen würden sich also in ihrem Verhalten völlig an den schwarzen Körper anschließen, doch scheinen wirklich »graue«

Stoffe noch nicht beobachtet worden zu sein. Wenn im folgenden von nichtschwarzen Körpern die Rede ist, sind damit meist selektiv strahlende Stoffe gemeint.

Außerordentlich umfangreiche Untersuchungen über die Strahlung nichtschwarzer Körper hat F. Paschen[1] ausgeführt; in den letzten Jahren sind dieselben durch O. Lummer, F. Kurlbaum und E. Pringsheim erweitert worden.[2]

Bei der Untersuchung nichtschwarzer Körper darf natürlich nur direkt gestrahlte Energie gemessen werden, reflektierte Strahlung muß aufs sorgfältigste ausgeschlossen sein, da sonst eine Annäherung an die Verhältnisse des schwarzstrahlenden Hohlraums eintritt. Gegen diesen Grundsatz ist oft verstossen worden, sowohl in älterer als auch in neuerer Zeit.

O. Lummer und seine Mitarbeiter benutzten zu ihren Versuchen einen geschlossenen Kasten aus Platin, in dessen Innerem sich das Thermoelement zur Temperaturbestimmung befand, während das elektrisch geglühte Äußere des Kastens die Strahlung lieferte.

F. Paschen untersuchte die Gültigkeit der Stefanschen Formel für blankes und für berußtes Platin; er erhielt für die Größe C' des Stefanschen Gesetzes folgende Werte

Tabelle 6.

T_{abs}	$C'.10^{11}$ Platin blank	berußt
373	4,15	14,73
473	5,21	18,39
573	—	21,88
673	8,85	24,00
765	—	25,78
873	13,99	—
1273	26,05	—
1723	39,17	—

Die Strahlung wächst also bei beiden Systemen schneller als mit der vierten Potenz der absoluten Temperatur; das schwach berußte Platin steht naturgemäß dem schwarzen Körper näher als das blanke, die Strahlung ist bei ihm erheblich größer, das Anwachsen erfolgt langsamer. Ein analoges Resultat zeigt eine von O. Lummer und F. Kurlbaum[3] mitgeteilte Versuchsreihe über die Gesamtstrahlung von blankem Platin und von Eisenoxyd.

Tabelle 7.

T_{abs}	C' Schwarzer Körper	Eisenoxyd	Blankes Platin
372,8	108,9	—	—
492	109,0	—	4,28
654	108,4	33,1	6,56
795	109,9	36,6	8,14
1108	109,0	46,9	12,18
1481	110,7	65,3	16,69
1761	—	—	19,64

Die Strahlung des Eisenoxyds sowie die des blanken Platins sind also bei niederen Temperaturen erheblich geringer, als die des schwarzen Körpers; bei höheren Temperaturen nähern sie sich langsam der schwarzen Strahlung. Innerhalb kleiner Temperaturintervalle läßt sich bisweilen das Stefansche Gesetz auch für nichtschwarze Stoffe anwenden, wie P. Gruner[4] für blankes Kupfer, Ruß und Firnis innerhalb 0 bis 90° C. gezeigt hat; das bedeutet also, daß sich C' für diese Stoffe innerhalb eines gewissen Temperaturgebietes nicht stark ändert. S. Tereschin[5] hat für die Strahlung galvanisch erhitzten Platins die Formel

$$E = C' e^{x\,[illegible]} (T^4 - T_0^4)$$

[1] W. A. 49. [illegible] 1893; 58. 455. 1896; 60. 662. 1897. — [2] Ältere Literatur siehe bei H. Kayser, Handb. d. Spektr. Bd. II. [illegible]. — [3] Verh. phys. Ges. Berlin 17. 106. 1898. — [4] Phys. Z. 4. [illegible]. 1903. — [5] [illegible] russ. phys.-chem. Ges. 1897. [illegible]; vgl. ferner S. Tereschin, Phys. Z. 6. [illegible]. 1905, woselbst die Frage nach der Wärmeabgabe durch gleichzeitige Strahlung, Leitung und Konvektion behandelt ist.

abgeleitet. $\varkappa$ ist von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängig; ist diese »schwarz« oder »grau«, so hat $\varkappa$ den Wert 0 und die Gleichung geht in die STEFANsche Formel über.

Eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung an selektiv strahlenden Körpern erhält man, wenn man nach F. PASCHEN[1] im STEFANschen resp. im WIENschen Gesetz die Exponenten der Temperatur nicht konstant gleich 4 resp. 5 setzt, sondern als individuell für die verschiedenen Substanzen betrachtet. Dann kann man für alle schwarzen und nichtschwarzen Körper die Strahlungsgesetze folgendermaßen schreiben (vgl. S. 24—26):

$$E = c\,T^{\alpha}, \qquad (1, \text{ bezw. } 2)$$

$$\lambda_m T = a \text{ (annähernd konstant)}, \qquad (3)$$

$$E_m = b\,T^{(\alpha+1)} \qquad (4)$$

$$E\lambda = \frac{\gamma_1 \lambda^{-(\alpha+1)}}{e^{\frac{\gamma_2}{\lambda T}} - 1}. \qquad (5)$$

Aus den umfangreichen Messungen F. PASCHENS seien folgende Endergebnisse zusammengestellt:

Tabelle 8.

Stoff	α	a	γ_2
Blankes Platin	5,42	2336	15 000
Eisenoxyd	4,61	2609	14 630
Kupferoxyd	4,56	2562	14 245
Ruß	4,52	2623	14 500
(Schwarzer Körper nach O. LUMMER und E. PRINGSHEIM	4,00	2940	14 600)

Daß die Strahlungsgesetze für nichtschwarze Körper denjenigen für die schwarzen Strahler sehr ähnlich sind, geht auch aus den Messungen von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM über die Strahlung des blanken Platins hervor, welche mit dem oben (S. 34) beschriebenen Platinkasten ausgeführt wurden. Die genannten Forscher fanden für blankes Platin den Exponenten $\alpha = 5{,}00$; ihre wichtigsten Versuchsergebnisse sind in Tabelle 9 zusammengestellt.[2]

Tabelle 9.

T_{abs}	λ_m	Q'_m	$a = \lambda_m T$	$b = Q'_m T^{-6}$	$T = \sqrt[6]{Q'_m : b \text{ (mittel)}}$	T beob. — T ber.
802	(3,20)	0,94	(2566)	$3544 \cdot 10^{-21}$	804,6	+ 2,6
1152	2,25	8,40	2592	$3595 \cdot 10^{-21}$	1158	+ 6,0
1278	2,02	15,79	2582	$3624 \cdot 10^{-21}$	1287	+ 9,0
1388	1,90	24,41	2637	$3414 \cdot 10^{-21}$	1387	— 1,0
1489	1,80	36,36	2680	$3336 \cdot 10^{-21}$	1479	— 10,0
1689	1,59	75,96	2685	$3348 \cdot 10^{-21}$	1672	— 17,0
1845	1,40	137,0	2581	$3473 \cdot 10^{-21}$	1844,7	— 0,3
		Mittel =	2626	$3476 \cdot 10^{-21}$		

Bei vielen, z. B. bei den in Tab. 8 angeführten Stoffen, ist $\alpha > 4$ und infolgedessen nähert sich mit steigender Temperatur ihr Strahlungsvermögen dem des schwarzen Körpers; α kann jedoch nur unterhalb einer bestimmten Temperatur > 4 sein, da sonst die Strahlung des nichtschwarzen Stoffes von dieser Temperatur an größer würde, als die des schwarzen Körpers. Für andere Stoffe

[1] W. A. **60**, 662, 1901. Bezüglich des STEFANschen Gesetzes siehe auch W. FERREL, Amer. J. (3) **38**, 3, 1889. — [2] Bei der großen Differenz zwischen T und T_0 durfte hier die Strahlung des Messinstrumentes vernachlässigt werden.

kann $\alpha < 4$ sein[1] und mit zunehmender Temperatur die Emission sich immer mehr von der schwarzen Strahlung entfernen. Da γ_2 die Neigung der Isochromaten bedingt, nähert sich, falls $\gamma_2 > 14\,600$ (was auch nur unterhalb einer bestimmten Temperatur möglich ist), $E\lambda$ mit steigender Temperatur den für den schwarzen Strahler gültigen Werten $S\lambda$, das umgekehrte ist der Fall, wenn $\gamma_2 < 14\,600$. Man muß dabei beachten, daß γ_2 (ca.) $= (\alpha + 1)\,\lambda_m\,T$ ist (siehe S. 30), woraus sich auch Schlüsse für die Lage von λ_m ergeben. Wenn auch die von F. PASCHEN einerseits und von O. LUMMER etc. andererseits gewonnenen Resultate mancherlei Differenzen zeigen, so geben sie uns doch für das Strahlungsvermögen weitaus der meisten undurchsichtigen Stoffe eine obere und eine untere Grenze. Das blanke Platin dürfen wir als Typus eines Minimalstrahlers ansehen. Blanke Metalle sind überhaupt Minimalstrahler, das geht schon aus den ältesten Messungen über diesen Gegenstand hervor; so fand J. LESLIE[2] bei 100° folgende Verhältnisse zwischen dem Strahlungsvermögen E einzelner Stoffe:

Ruß	100	Glimmer	70
Papier	98	Graphit	75
Glas	90	Quecksilber	20
Mennige	70	Silber	12

M. MELLONI[3] erhielt bei 100° mit Hilfe der Thermosäule folgende relativen Werte:

Ruß	100	Tusche	85
Bleiweiß	100	Metalle	12

DE LA PROVOSTAYE und P. DESAINS[4] fanden bei 100° für blanke Metalle Werte zwischen 9 (für Platin) und 2 (für Silber), wenn für Ruß, wie oben, E gleich 100 gesetzt wurde. Alle diese Zahlen haben keinen absoluten Wert, sie sollen nur zur Orientierung über die Verhältnisse des Emissionsvermögens verschiedenartiger Stoffe dienen. Bei höheren Temperaturen wird das Strahlungsvermögen der blanken Metalle, wie schon aus Versuchen von F. ROSETTI[5] und besonders aus den oben mitgeteilten Untersuchungen von O. LUMMER etc. hervorgeht, besser.

Wird die Oberfläche eines Strahlers rauh gemacht, so wächst ihr Emissionsvermögen; analog ist dasselbe für gepulverte Substanzen ein verhältnismäßig großes, wie J. TYNDALL[6] fand; das rührt aber daher, daß von den einzelnen Punkten solcher Systeme nicht aussschließlich Eigenstrahlung, sondern auch geborgte Strahlung emittiert wird.

Daß blanke Metalle ein geringes Strahlungsvermögen haben, folgt aus dem KIRCHHOFFschen Gesetz, wie wir sofort erkennen, wenn wir es für diesen Fall in der Form:

$$E = S\,(J - R)$$

schreiben. Einige Ausführungen über das Emissions- und Reflexionsvermögen der Metalle geben wir später im Anschluß an die wichtigen Untersuchungen von E. HAGEN und H. RUBENS[7] sowie von E. ASCHKINASS[8] an anderer Stelle.

Alle diejenigen undurchsichtigen Stoffe, welche nicht metallisch reflektieren, wie die Oxyde und Karbonate der Erdalkalimetalle, die Oxyde der Schwermetalle, Graphit, Kohle etc. haben natürlich erst recht ein größeres Strahlungsvermögen als blankes Platin. Diese Erkenntnis ist für die praktische Verwendung der Strahlungsgesetze von großer Wichtigkeit.

Nicht nur die Oberflächenbeschaffenheit ist von Einfluß auf das Emissionsvermögen, sondern auch die Schichtdicke; an der Strahlung beteiligen sich nicht lediglich die an der Oberfläche gelegenen Teilchen, sondern auch die darunter

---

1 Siehe W. FERREL, l. c., S. 35. — 2 Nature of heat 1804. — 3 P. A. **70**, 205, 327; **71**, 1, 1847 — 4 C. R. **22**, 825, 1139, 1846; **34**, 951, 1852 u. a. — 5 Rend. Acad. Lincei (3) **2**, 1, 1878. — 6 Phil. Mag. (4) **22**, 1862. — 7 Phys. Z. **4**, 727, 1903. — 8 D. A. 17, 960, 1905.

liegenden Teilchen bis zu einer gewissen Tiefe. Diese Vorstellung hatte J. FOURIER[1] zur Erklärung des LAMBERTschen Gesetzes (S. 97) entwickelt; experimentell bewiesen hat sie M. MELLONI, er überzog die Seitenflächen eines LESLIEschen Würfels mit gleichmäßigen übereinandergelegten Lackschichten; das Emissionsvermögen hing folgendermaßen von der Schichtenzahl ab:

Schichtenzahl . . .	1	3	5	7	16
Galvanometerausschlag	9	18	25	30	41

Eine weitere Vermehrung der Schichtenzahl war ohne Einfluß; die Gesamtdicke der 16 Schichten betrug 0,0435 mm. In neuerer Zeit sind analoge Ergebnisse von E. VILLARI[2] an Steinsalz, Tusche und Ruß, sowie von F. KURLBAUM[3] an Ruß erhalten worden, welche für das Schwärzen der Messinstrumente von Wichtigkeit sind.

Was das spektralphotometrische Verhalten der nichtschwarzen Körper, speziell des blanken Platins anbetrifft, so sind im sichtbaren Gebiet die Isochromaten ziemlich gerade Linien, die naturgemäß unterhalb den für den schwarzen Körper gefundenen Geraden verlaufen. Die Isochromaten des blanken Platins sind als gestrichelte Linien in der Fig. 13 eingetragen.

Physikalisch-chemische Bedeutung der Strahlungsgesetze.

Temperaturbestimmung mit Hilfe der Strahlungsgesetze.[4] „Strahlungs-Pyrometrie“.

Bestimmungen an schwarzen Körpern.

Auf Grund der oben mitgeteilten Gesetze für die schwarze Strahlung vermögen wir Temperaturbestimmungen an schwarzen Körpern auszuführen. Wir können uns zu diesem Zweck jeder der folgenden Strahlungsformeln bedienen:

$$S = C' T^4; \quad \lambda_m T = A; \quad S_m = B' T^5; \quad S\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)}.$$

Ferner sind wir in der Lage, thermische, optische und kombinierte Methoden anzuwenden.

I. Thermische Methoden.[5]

Die Art der Messung und Berechnung folgt aus dem S. 13 resp. 22 Gesagten. Wir können die Temperatur bestimmen:

1. Aus der Gesamtstrahlung S. Die Messkombination mit Bolometer oder Thermosäule wird mittels eines schwarzen Körpers von bekannter (thermoelektrisch gemessener) Temperatur geeicht. Mit Hilfe des ermittelten Wertes von C' ist bei späteren Messungen aus dem Galvanometerausschlag Q' die Temperatur des zu untersuchenden schwarzen Strahlers nach der Formel

$$T = \sqrt[4]{\frac{Q'}{C'} + T_0^4} \tag{1}$$

zu finden. Zur Ausführung derartiger Messungen können alle oben (S. 16 f.) be-

---

1 Mém. Acad. Inst. 5, 179, 1811. — 2 Nuovo Cimento (3) 3, 5, 1878; Phys. Z. 2, 87, 1902. Auch Versuche von K. ÅNGSTRÖM, W. A. 36, 715, 1899, sowie von A. CROVA u. COMPAN, C. R. 126, 707, 1898 führten zu gleichen Ergebnissen. — 3 W. A. 67, 846, 1889. — 4 Über ältere und neuere Versuche siehe H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, S. 128 f.; O. LUMMER, Ziele der Leuchttechnik 1903; E. PRINGSHEIM, Z. wiss. Phot. 1, 391, 1904; F. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der praktischen Physik, 10. Aufl.; 1905 (Leipzig, B. G. Teubner), S. 341. — 5 O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, Verh. deutsch. phys. Ges. 1, 230, 1899; 3, 36, 1901.

schriebenen Vorrichtungen verwendet werden, wie Bolometer, Thermosäule, Férys pyrometrisches Teleskop etc.

2. Aus der maximalen Strahlungsenergie S_m. Man eicht ein Spektralbolometer mit Hilfe des schwarzen Körpers und bestimmt B'. Die Temperaturberechnung erfolgt nach der Formel

$$T = \sqrt[5]{\frac{Q'_m}{B'} + T_0^5}. \quad (2)$$

3. Aus der Strahlungsenergie einer bestimmten Wellenlänge $S\lambda$. Man wird diese Methode nur dann wählen, wenn für den zu untersuchenden Körper die Wiensche Formel gilt, sodaß

$$\log Q_\lambda = K - \frac{K_2}{T} \quad (3)$$

also

$$T = \frac{K - \log Q_\lambda}{K_2} \quad (3a)$$

ist. K_2 folgt aus den Beziehungen

$$K_2 = \frac{c_2}{\lambda} \log e; \; c_2 = 14\,600.$$

K wäre durch Eichung zu ermitteln; es ist zu beachten, daß in der Gl. 3 $Q_\lambda = Q'_\lambda + Kf(\lambda, T_0)$ (vgl. S. 31) zu setzen ist. Dieses Verfahren ist nicht bequem und bei glühenden Körpern zweckmäßig durch eine der S. 39 f. beschriebenen optischen Methoden zu ersetzen.

ad 1—3. Die durch Eichung bestimmten Konstanten C', B', K müssen von Zeit zu Zeit kontrolliert werden (S. 22). Man kann die Formeln umgehen, indem man die Versuchsergebnisse für verschiedene Temperaturen des schwarzen Körpers graphisch darstellt und die der Funktion $Q' = f(T)$ entsprechenden Kurven zu Interpolationen benutzt; besonders zweckmäßig ist das graphische Verfahren bei 3, da man hier eine gerade Linie erhält. Natürlich sind die Konstanten C', B', K sowie die Kurven nur für solche Fälle direkt ohne Umrechnung benutzbar, bei denen der Raumwinkel, unter welchem die strahlende Fläche bei der Messung vom Bolometerdraht (oder dergl.) aus erscheint, der nämliche ist, wie bei der Eichung. Andernfalls muß eine Reduktion nach S. 13 erfolgen.

3a. Aus dem Verhältnis $\frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}}$. Man ermittelt das Verhältnis der Energie zweier beliebiger Wellenlängen λ_1 und λ_2; daraus ergibt sich, wenn λ_1 und λ_2 innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Wienschen Gleichung liegen

$$T = \frac{c_2\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \log e}{\log \frac{S_{\lambda_1}}{S_{\lambda_2}} - \log \frac{\lambda_2^5}{\lambda_1^5}}. \quad (3a)$$

Kennt man das Verhältnis der Energie mehrerer Wellenlängen, so berechnet man am besten $\frac{c_2}{T}$ nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Weit schwieriger sind die entsprechenden Anwendungen der Planckschen Gleichung.[1]

4. Aus der Wellenlänge der maximalen Strahlungsenergie λ_m.[2] Die Energiekurve des zu messenden schwarzen Körpers wird mit Hilfe eines Spektralbolometers (oder dergl.) bestimmt, dann ist

[1] Man sehe dazu z. B. Ejnar Hertzsprung, Z. f. wiss. Phot. 3, 173, 1905. — [2] F. Paschen, Göttinger Nachr. 1895; Astrophys. J. 2, 202, 1895.

$$T = \frac{2940}{\lambda_m}. \tag{4}$$

Ad 3a und 4. Eine Eichung der Messvorrichtung ist bei diesen Methoden nicht nötig, da es nur auf die Form der Energiekurve ankommt.

Zu 3a sehe man auch S. 32. Die Berechnung von λ_m nach S. 33 setzt die Gültigkeit der WIENschen Formel voraus. Die Genauigkeit des Verfahrens ist keine große, doch ist es bei der Temperaturmessung nichtschwarzer Stoffe von großem Wert.

Genauigkeit der Verfahren. Die besten Methoden sind die unter 1 resp. 2 geschilderten, weil bei diesen nur $^1/_4$ resp. $^1/_5$ des Beobachtungsfehlers ins Resultat eingeht; vgl. z. B. F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, 10. Aufl., S. 4.

II. Optische Methoden.

»Optische Pyrometrie.«

1. Zunahme der Helligkeit eng begrenzter Spektralgebiete mit der Temperatur.[1]

Wenn wir mit Hilfe eines Spektralphotometers die Helligkeiten eines bestimmten, sehr schmalen Gebietes im Spektrum zweier Lichtquellen vergleichen, so haben wir zwischen den Helligkeiten $J\lambda$ und $J_0\lambda$ und den zugehörigen Energiemengen $S\lambda$ und $S_0\lambda$ die Beziehung

$$\frac{J\lambda}{J_0\lambda} = \frac{S\lambda}{S_0\lambda}; \tag{5}$$

wir können demnach die WIENsche Formel optischen Messungen zugrunde legen, indem wir schreiben

$$\frac{J\lambda}{J_0\lambda} = e^{\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)} = e^{K_1\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)} \tag{6a}$$

oder

$$\log\frac{J\lambda}{J_0\lambda} = K_1\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\log e = K_2\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right). \tag{6b}$$

Die Temperatur eines glühenden schwarzen Strahlers ergibt sich also aus der Gleichung

$$T = \frac{K_2}{\frac{K_2}{T_0} - \log\frac{J\lambda}{J_0\lambda}}. \tag{6c}$$

K_2 ist $\frac{c_2}{\lambda}\log e$; T_0 ist die Temperatur des als Vergleichslichtquelle dienenden schwarzen Körpers; zweckmäßig setzt man für diesen $J_0\lambda = 1$. An Stelle des schwarzen Körpers setzt man nach H. WANNER irgend eine konstante Lichtquelle und ermittelt ihre »schwarze Temperatur«, d. h. diejenige Temperatur T_0, welche ein schwarzer Körper haben müßte, um die nämliche Helligkeit $J_0\lambda$ zu zeigen, wie die Normallampe (vgl. S. 47). Am einfachsten ist es, $\frac{K_2}{T_0} = K_3$ zu setzen und

[1] F. PASCHEN und H. WANNER, Ber. Berl. Akad. 1899, 5; H. WANNER, D. A. **2**, 141, 1900; Phys. Z. **1**, 226, 1900; **3**, 112, 1901; O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, Verh. deutsch. phys. Ges. **2**, 23, 1899; A. L. DAY und C. E. VAN ORSTRAND, Astrophys. J. **19**, 1, 1904; C. W. WAIDNER und G. K. BURGESS, Phys. Rev. **19**, 422, 1904; Bull. Bur. of Standards, Washington, **2**, 189, 1905; H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, Kap. 2, dritter Abschnitt; H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD, Mesure des températures élevées, Paris 1900 (Carré et Naud), 2. erweiterte Aufl. (englisch von G. K. BURGESS), New-York (J. Wiley and Sons), London (Chapman und Hall) 1904.

durch Eichung mittels eines schwarzen Körpers zu bestimmen; dann rechnet man nach der Formel

$$T = \frac{K_2}{K_3 - \log J_\lambda}. \tag{6d}$$

Man kann natürlich auch hier die Eichungsergebnisse graphisch darstellen und auf der gradlinigen Isochromate die reziproke Temperatur interpolieren.

Die Erzeugung des möglichst monochromatischen Lichtes erfolgt durch spektrale Zerlegung. Die Kollimatorlinse des Spektrophotometers muß ganz von der Strahlung erfüllt werden, anderenfalls muß der Raumwinkel, unter welchem vom Spalt (oder dergl.) des Pyrometers aus die zu untersuchende Leuchtfläche gesehen wird, stets derselbe sein, oder man muß die Reduktion nach S. 13 ausführen. Bisweilen hat man ein Bild der zu untersuchenden Lichtquelle mittels Linsen auf den Spalt (oder dergl.) des Photometers zu projizieren; dann müssten die Abstände zwischen Spalt, Linsensystem und Eichungskörper bezw. Lichtquelle, stets konstant bleiben oder unter Anwendung der S. 13 und der Linsenformeln berücksichtigt werden.

2. Zunahme der Helligkeit breiterer Spektralgebiete sowie der Gesamthelligkeit mit der Temperatur.[1]

Die Versuche von O. Lummer, F. Kurlbaum, E. Pringsheim, sowie von E. Rasch u. a. haben ergeben, daß die Helligkeit breiterer Spektralgebiete sowie die Gesamthelligkeit des schwarzen Körpers dem Gesetz

$$\frac{J}{J_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^x \tag{7}$$

folgt, worin J und J_0 die Helligkeit bei der Temperatur T und T_0 und x eine mit steigender Temperatur schnell abnehmende Größe bedeutet. Während O. Lummer und E. Pringsheim[2] annehmen, daß x sich asymptotisch dem Grenzwert 12 nähere, hat E. Rasch angegeben, daß

$$x\,T = K \tag{8}$$

ist, und ferner aus Gl. 7 die Differentialgleichung

$$\frac{dJ}{J} = K\frac{dT}{T^2} \tag{9}$$

für die Abhängigkeit der physiologischen Lichtempfindung von der Temperatur des Strahlers abgeleitet, deren Ähnlichkeit mit der van't Hoff'schen Gleichung für die Reaktionsisochore

$$\frac{dK}{K} = -\frac{q}{R}\,\frac{dT}{T^2}$$

(K = Gleichgewichtskonstante, q = Reaktionswärme, R = Gaskonstante) bemerkenswert ist. Die Integration ergibt

$$\ln J = C - \frac{K}{T} \tag{9a}$$

also für die Helligkeit breiter Spektralgebiete resp. für die Gesamthelligkeit dasselbe Temperaturgesetz wie für die Helligkeit monochromatischer Strahlung, welches wir (wie oben Gl. 6ª) in der Form

---

[1] O. Lummer und F. Kurlbaum, Verh. deutsch. phys. Ges. **2**, 89, 1900; O. Lummer und E. Pringsheim, Tätigkeitsber. d. phys. techn. Reichsanstalt, Z. f. Instrum. 1900; Phys. Z. **3**, 97, 1901; E. Rasch, Z. f. Elektrotechnik und Maschinenbau 1903, Heft 4—12; D. A. **14**, 193, 1904. — [2] Vgl. auch Guillaume, Industrie électrique 1901, 101; H. Eisler, Elektrotechn. Z. 1904, 188, 443; F. Jablonski, ebenda 374.

$$ln\ \frac{J}{J_0} = K\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right) \tag{9b}$$

oder

$$J = J_0\ e^{K\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)} \tag{9c}$$

und, wenn wir $J_0 = 1$ bei T_0 setzen,

$$T = \frac{K \log e}{\frac{K \log e}{T_0} - \log J} \tag{9d}$$

schreiben können. R. LUCAS[1] weist darauf hin, daß gemäß den Beziehungen

$$K = \frac{c_2}{\lambda} = \frac{14600}{\lambda}$$

sich für die der maximalen Lichtempfindlichkeit der Netzhaut entsprechende Wellenlänge $\lambda = 0{,}535$ der Wert $K = 27360$, also ziemlich genau der von E. RASCH aus den Messungen von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM,[2] sowie von W. NERNST[3] für die Gesamthelligkeit abgeleitete Wert $K = 26750$ ergibt. — Aus den Zahlen von H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD[4] über die Helligkeitszunahme eines (annähernd) schwarzen Körpers für das Spektralgebiet λ ca. 0,66 berechnet E. RASCH $K = 19800$, während aus jener Beziehung 21970 folgt.

Auf Grund der Formeln 7—9d kann man Temperaturbestimmungen an schwarzen Strahlern durch Messung der Helligkeit breiterer Spektralgebiete resp. der Gesamthelligkeit ausführen. Man muß aber in Acht behalten, daß die RASCHsche Beziehung eigentlich nur für monochromatisches Licht gelten sollte, da sie mit der WIENschen Formel identisch ist. Daß sie sich auf inhomogenes Licht ohne bemerkenswerte Fehler übertragen läßt, beruht wohl darauf, daß im allgemeinen für die Änderung der Helligkeit mit der Temperatur vornehmlich das Spektralgebiet der größten physiologischen Wirksamkeit ausschlaggebend ist. (Siehe dazu S. 70.)

Für die Gesamthelligkeit von 1 mm² Oberfläche eines absolut schwarzen Körpers fanden O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, sowie W. NERNST die in Kol. I der Tab. 10 stehenden Werte; in Kol. II sind die sich aus der Gl. 9c ergebenden Zahlen angeführt; wie man sieht, ist die Übereinstimmung befriedigend.

Tabelle 10.

T_{abs}	Helligkeit pro 1 mm² I gef.	II ber.
1448	0,0042	0,00392
1598	0,022	0,0222
1708	0,064	0,0653
1963	0,50	0,500
2053	0,91	0,910
2068	—	1,000

Aus den Werten der Kol. I hat E. RASCH $K = 26750$ abgeleitet (siehe oben); dieser Wert liegt den Berechnungen in Kol. II zugrunde.

Man kann natürlich die im Vorstehenden besprochenen Gleichungen umgehen und die Photometer mit Hilfe eines absolut schwarzen Körpers hinsichtlich der Gesamthelligkeit resp. der Helligkeit eines breiteren Spektralgebietes eichen; am zweckmäßigsten stellt man die Resultate graphisch zur Interpolation etc. dar. Eine derartige empirische Eichung haben E. BECQUEREL und besonders H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD[4] ihren Messungen zugrunde gelegt. Letztere

[1] Phys. Z. **6**, 19, 1905. — [2] l. c., S. 40. — [3] Phys. Z. **4**, 733, 1903; **7**, 380, 1906; s. auch V. ROTHMUND, Gött. Nachr. 1903, Heft 3. Vgl. Abschn. „Leuchttechnik" unter „Schwarzer Körper". — [4] C. R. **114**, 214, 470, 737, 1892; Mesure des températures élevées, vgl. S. 39.

Forscher fanden, daß die Helligkeit des Spektralgebietes $\lambda = 0{,}66$ (ca.) für (annähernd) schwarze Körper sich durch die empirische Formel

$$J = 10^{6,7}\, T^{-\frac{3210}{T}}$$

ausdrücken ließ.

3. Einige andere optische Methoden.

Bringt man dicht vor einen glühenden schwarzen Körper (oder in einen glühenden Hohlraum) einen elektrisch heizbaren schwarzen Stift oder Faden, so wird letzterer sich im allgemeinen hell oder dunkel vom Hintergrund abheben; nur wenn die beiden Strahler gleiche Temperatur haben, ist der glühende Faden nicht sichtbar. Man beobachtet zweckmäßig durch ein blaues Glas. Kann man die Temperatur des Fadens aus der dann herrschenden Stromstärke entnehmen,[1] so ist damit die Temperatur des schwarzen Körpers festgestellt. Dieses Prinzip der Temperaturmessung ist von L. Holborn und F. Kurlbaum[2] angegeben und in neuerer Zeit besonders von W. Nernst[3] verwandt worden. Am zweckmäßigsten ist es, den Leuchtstift für verschiedene Stromstärken zu photometrieren;[4] kennt man seine leuchtende Oberfläche, so läßt sich aus den S. 41 mitgeteilten Zahlen seine Temperatur ermitteln. — Entwirft man auf ein Diaphragma, in dessen Ebene sich ein Glühfaden befindet, das Bild eines glühenden schwarzen Körpers, so läßt sich, wie im vorigen Fall, durch Stromregulierung der Glühfaden zum Verschwinden in der leuchtenden Fläche bringen. Stellt man die hierzu nötigen Stromstärken für eine Reihe bekannter Temperaturen eines schwarzen Körpers fest, so kann man aus der graphischen Darstellung dieser Daten die Temperatur eines zu untersuchenden Körpers entnehmen, der sich in gleicher Entfernung befindet wie vorher der schwarze Strahler. Das Diaphragma muß von dem Bild stets ganz bedeckt werden.

A. Crova[5] hat vorgeschlagen, die kürzeste noch sichtbare Wellenlänge im Spektrum des Körpers zu beobachten und daraus dessen Temperatur abzuleiten; von W. Hempel[6] ist diese Methode näher ausprobiert worden. Sie wäre gewiß sehr bequem, unterliegt aber großen Bedenken, weil es einmal sehr schwer ist, genau anzugeben, wo das Spektrum aufhört, und bei allen höheren Temperaturen die Begrenzung stets bei ca. $0{,}40\,\mu$ liegt (man könnte dann an die Verwendung eines fluoreszierenden Okulars denken) etc. Auch H. Kayser[7] macht Einwendungen gegen die Brauchbarkeit dieses Verfahrens.

Temperaturbestimmung an Flammen.

a) Flammen mit glühenden Kohlepartikeln. Ein der Holborn-Kurlbaumschen Methode analoges Verfahren zur Temperaturbestimmung an Flammen mit kontinuierlichem Spektrum hat F. Kurlbaum[8] angegeben. Betrachtet man einen glühenden schwarzen Körper durch eine Flamme hindurch, so erscheint seine Helligkeit weder vermehrt noch vermindert, wenn beide Strahler gleiche Temperatur haben. Die nach dieser Methode erhaltenen Werte zeigen ziemliche Abweichungen von den auf anderem Wege erreichten Zahlen, was O. Lummer und E. Pringsheim[9] auf ein Reflexionsvermögen der Flammen zurückführen. Demgegenüber zeigt F. Kurlbaum,[10] daß die Reflexion solcher

---

[1] Siehe dazu z. B. L. Holborn und F. Kurlbaum, D. A. **10**, 229, 1903; W. Nernst, Phys. Z. **4**, 733, 1903; R. Lucas, Z. f. phys. Chem. **52**, 327, 1905. — [2] Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin 1901; D. A. **10**, 225, 1903. — [3] l. c., S. 41, Fußnote [8]; Z. f. Elektrochemie 1903, 622. — [4] Über einen — wahrscheinlich durch Beugungserscheinungen verursachten — Fehler beim Photometrieren kleiner Leuchtstifte siehe L. Hartmann, Phys. Z. **5**, 579, 1904. — [5] J. de Phys. **7**, 357, 1878. — [6] Z. f. angew. Ch. **14**, 237, 1901. — [7] Handb. Bd. II, 129. — [8] Phys. Z. **3**, 187, 1902.— [9] Phys. Z. **3**, 232, 1902. — [10] Phys. Z. **3**, 332, 1902.

Flammen im sichtbaren Gebiet äußerst gering ist (nicht allerdings im Ultrarot, siehe unten).

b) Flammen mit leuchtenden Dämpfen. CH. FÉRY[1] hat eine auf dem KIRHHOFFschen Satz basierende Methode zur Temperaturbestimmung von Flammen mit diskontinuierlichem Spektrum angegeben, welche auf der allerdings meist bedenklichen Voraussetzung basiert, daß die betreffende Flamme rein thermaktine Strahlung zeigt und »schwarz« ist. Man projiziert das Bild eines Glühlampenfadens durch die zu untersuchende Flamme (z. B. durch die Wasserstoffflamme) hindurch auf den Spalt eines Spektroskops und variiert den Strom solange, bis gerade Umkehr der Linien eintritt; dann ist die pyrometrisch oder dergl. zu messende Glühlampentemperatur gleich derjenigen der Flamme. CH. FÉRY fand für die Wasserstoffflamme 1900°, für den Bunsenbrenner (Na-Flamme) ca. 1870°.

4. Thermisch-optische Methoden.

Durch Kombination thermischer und optischer Messungen lassen sich auf mehreren Wegen Temperaturbestimmungen ausführen.

Die Temperatur eines nichtleuchtenden, frei im Raume schwebenden Körpers, der von einer glühenden Lichtquelle bestrahlt wird, also vornehmlich eines erkalteten Himmelskörpers, der von der Sonne Strahlung empfängt, kann nach C. CHRISTIANSEN[2] auf folgende Weise gefunden werden. Es stellt sich ein stationärer Zustand auf dem Himmelskörper her, indem die von der Sonne aufgenommene Energie (gesamte auffallende Strahlung minus reflektierte Strahlung) gleich ist der als ultrarote Strahlung emittierten Energie, welche in erster Annäherung durch die STEFANsche Formel ausgedrückt werden darf. Sei S die »Solarkonstante« (d. h. die in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit des Himmelskörpers bei senkrechter Inzidenz auftreffende Energie) und ist R der reflektierte Teil der Strahlung, so folgt

$$S - R = C(T^4 - T_0^4).$$

S ist aus der terrestischen Solarkonstante und dem Abstand des Himmelskörpers von der Sonne zu finden; R braucht nur auf den sichtbaren Teil der Strahlung bezogen zu werden, da man die Oberfläche des Himmelskörpers für ultrarote Strahlung als »schwarz« ansieht, und ergibt sich aus photometrischen Daten. C ist auf Grund der absoluten Messungen von F. KURLBAUM[3] je nach Wahl der Sekunde oder der Minute als Zeiteinheit (cm^2 als Flächeneinheit) gleich $1{,}28 \cdot 10^{-12}$ resp. $0{,}768 \cdot 10^{-10}$ g-cal. zu setzen; T_0 ist die mittlere Temperatur des Weltraumes und kann nach S. P. LANGLEY zu 0^0 (abs.) angenommen werden.

Die Temperatur von »schwarzen« Lichtquellen läßt sich nach EJNAR HERTZSPRUNG[4] ermitteln, wenn wir die Helligkeit $J\lambda$ einer größeren Anzahl von schmalen Spektralgebieten kennen, bezogen auf die entsprechende spektrale Helligkeit $J_0\lambda$ einer »schwarzen« Normallampe von bekannter Temperatur T_0, deren Energiekurve aber nach der PLANCKschen resp. WIENschen Formel zu finden ist. Auf Grund der schon erwähnten Beziehung

$$\frac{J\lambda}{J_0\lambda} = \frac{S\lambda}{S_0\lambda}, \quad S\lambda = S_0\lambda\frac{J\lambda}{J\lambda} = \frac{J\lambda}{J_0\lambda} \cdot \frac{c_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)} \tag{6e}$$

ergibt sich die Energieverteilung im Spektrum der zu untersuchenden Lichtquelle; aus den für $S\lambda_1$, $S\lambda_2$, $S\lambda_3$ etc. gefundenen Werten berechnet man nach der Methode der kleinsten Quadrate die Konstante $\frac{c_2}{T}$, somit die Temperatur der Lichtquelle.

---

[1] C. R. **137**, 909, 1903. — Vgl. dazu F. KURLBAUM und G. SCHULZE, Verh. deutsch. phys. Ges. **8**, 239, 1906. — [2] Vgl. Sv. ARRHENIUS, Lehrb. der Kosmischen Physik, Bd. I, 165, 1903 (Leipzig, S. Hirzel). — [3] l. c., S. 61. — [4] Phys. Z. **5**, 34, 634, 1904; Z. f. wiss. Phot. **3**, 173, 1905.

Ähnlich ist ein Verfahren, welches B. HARKÁNYI[1] zur Temperaturbestimmung, speziell an Fixsternen, angewandt hat. Setzen wir in der WIENschen Gleichung für $\frac{c_2}{T}$ den aus Formel 3 (S. 25) folgenden Wert

$$\frac{c_2}{T} = \frac{14600\ \lambda_m}{2940} = \text{(ca.)}\ 5\ \lambda_m,$$

also

$$S\lambda = c_1\,\lambda^{-5}\,e^{-\frac{5\lambda_m}{\lambda}},$$

so folgt für die Wellenlängen λ und λ_0 eines bestimmten Spektrums

$$\log \frac{S\lambda}{S\lambda_0} = -5\,(\log\lambda - \log\lambda_0) + 5\,\lambda_m\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)\log e;$$

für ein anderes Spektrum gilt analog

$$\log \frac{S'\lambda}{S'\lambda_0} = -5\,(\log\lambda - \log\lambda_0) + 5\,\lambda'_m\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)\log e;$$

durch Division folgt

$$\log \frac{S\lambda}{S'\lambda} = \log \frac{J\lambda}{J'\lambda} = 5\,(\lambda'_m - \lambda_m)\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)\log e + \log \frac{S\lambda_0}{S'\lambda_0}.$$

Stellt man die Funktion

$$\log \frac{J\lambda}{J'\lambda} = f\left(5\left[\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right]\log e\right) \tag{6f}$$

graphisch dar, so erhält man eine gerade Linie, deren Richtungstangente den Wert $\lambda'_m - \lambda_m$ liefert. Ist λ'_m bekannt, so kann demnach durch spektrophotometrische Feststellung der Helligkeitsverhältnisse $\frac{J\lambda_1}{J'\lambda_1}$, $\frac{J\lambda_2}{J'\lambda_2}$ etc. die Temperaturbestimmung unter Anwendung der Beziehung $\lambda_m\,T = A$ erfolgen.

Temperaturmessung an nichtschwarzen Körpern.

Die oben mitgeteilten Methoden ermöglichen zunächst, unter Zugrundelegung der entsprechenden Konstanten A, B (resp. B') etc., nur Temperaturbestimmungen an dem absolut schwarzen Körper; sie sind aber auch bei Strahlern, welche diesem sehr nahe stehen, ohne allzu großen Fehler direkt anwendbar. Dazu gehören in erster Linie viele technische Systeme, wie alle geschlossenen Öfen (Schmelzöfen etc.). Bei zahlreichen anderen Strahlern, besonders bei glühenden Leuchtkörpern, in noch höherem Grade bei Flammen mit kontinuierlichem, und erst recht bei solchen mit diskontinuierlichem Spektrum, muß man sich durch Untersuchung des Reflexions- resp. Absorptionsvermögens überzeugen, ob die Strahlung für das ganze Spektrum oder für die betreffenden Emissionsgebiete annähernd schwarz und somit die Anwendung jener Konstanten statthaft ist. Ob ein glühender Leuchtkörper für das sichtbare Spektralgebiet »schwarz« ist, kann man erkennen, wenn man das Bild einer Bogenlampe auf den Glühkörper projiziert und das Reflexionsvermögen photographisch oder dergl. untersucht.[2] Ein nichtschwarzer Strahler läßt sich durch Einfügen in eine spiegelnde Hohlkugel mit kleiner Öffnung „schwärzen", da er alsdann eigene und geborgte (vom Spiegel und dann von ihm reflektierte) Strahlung emittiert.[3] Für »graue« Körper wären die unter 3a und 4 beschriebenen Verfahren (S. 38) direkt verwendbar (vgl. S. 33).

[1] Astron. Nachr. **158**, 17, 1902. — [2] CH. FÉRY, C. R. **134**, 977, 1902; Ann. chim. phys. (7) **27**, 433, 1902; J. de Phys. (4) **2**, 97, 1903. — [3] F. PASCHEN, W. A. **60**, 719, 1897. H. RUBENS, Phys. Z. **7**, 186, 1906.

Eine direkte Temperaturbestimmung an Stoffen, welche dem schwarzen Körper fern stehen, ist möglich, wenn für diese Stoffe die Konstanten a, b (b') der Strahlungsgleichungen (siehe S. 35 und 37) bekannt sind, beispielsweise ist dies für Platin der Fall (die Zahlenwerte sind S. 35 angegeben). Besonders bequem ist die Bestimmung der optischen Konstanten für die WIENsche Gleichung 6c (auf S. 39); auch das LUMMER-KURLBAUM-RASCHsche Gesetz über die Zunahme der Gesamthelligkeit mit der Temperatur hat für nichtschwarze Körper Gültigkeit;[1] nach E. RASCH[2] ist für blankes Platin die Konstante

$$K = 25\,000.$$

Bisweilen kann man in das zu untersuchende heiße System einen schwarzen Körper einführen und nach Herstellung des Temperaturgleichgewichts dessen Temperatur ermitteln. Umgekehrt läßt sich häufig (z. B. bei Schmelzpunktsbestimmungen, siehe S. 53) der zu messende Körper in einen gleichtemperierten schwarzen Hohlraum einschließen und somit zu einem schwarzen Strahler machen.

Eingrenzungsmethode. Bei allen Systemen, welche nicht praktisch »schwarz« und deren Konstanten nicht bekannt sind, grenzt man die Temperatur durch einen Maximal- und einen Minimalwert ein. Man kann die Maximaltemperatur für viele Strahler aus der Beziehung $\lambda_m\, T = A$ ableiten; für den schwarzen Körper ist (S. 25)

$$\lambda_m T = 2940,$$

und wir dürfen für die meisten der in Betracht kommenden Systeme diesen Wert als obere Grenze annehmen; wäre nämlich $\lambda_m T > 2940$, so würde das bedeuten, daß der betreffende Stoff im langwelligen Gebiet relativ schwärzer wäre als im kurzwelligen; für Leuchtquellen ist dies ausgeschlossen, da dieselben alsdann höchst unökonomisch wären (s. „Leuchttechnik"); auch für Öfen etc. dürfte der Fall nicht in Betracht kommen. Wohl aber kann er bei anderen Körpern (z. B. Glas) vorliegen, und für diese wäre die obere Grenze nicht durch $\lambda_m\, T = 2940$ gegeben. (Siehe dazu S. 36.)

Die Minimaltemperatur erhalten wir in den meisten Fällen, wenn als untere Grenze nach O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[3] der für blankes Platin gültige Wert

$$\lambda_m T = 2630$$

gesetzt wird. Kleinere Werte als 2940 bedeuten, daß der Körper im kurzwelligen Gebiet relativ schwärzer ist, als im langwelligen. Für die meisten Systeme werden wir 2630 als untere Grenze setzen dürfen; allerdings zeigen nach den Beobachtungen von F. KURLBAUM[4] und von G. W. STEWART[5] die Kohlepartikelchen leuchtender Flammen noch selektivere Emission als Platin; G. W. STEWART fand für die Azetylenflamme (Napheybrenner) $\lambda_m = 1{,}05$, was mit dem von E. NICHOLS[6] direkt gemessenen Temperaturwert der Azetylenflamme $T = 2137^0$ abs. kombiniert

$$\lambda_m T = 2282$$

ergibt. Das eigenartige Verhalten der Kohlepartikel beruht aber auf ihrer sehr geringen Dicke und wir dürfen annehmen, daß der Wert 2282 einen Ausnahmefall darstellt. Setzen wir nun mit O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[7] für Lichtquellen die Grenzen

$$2630 < \lambda_m T < 2940,$$

so ergeben sich die nachstehenden, von den genannten Forschern aus ihren Messungen abgeleiteten Maximal- resp. Minimaltemperaturen:

---

1 O. LUMMER und F. KURLBAUM, Verh. deutsch. phys. Ges. **2**, 89, 1900; GUILLEAUME, Industr. électr. 1901, 101. — 2 D. A. **14**, 193, 1904. — 3 l. c., S. 34. — 4 Phys. Z. **3**, 332, 1902. — 5 Phys. Z. **4**, 1, 1901. Vgl. R. LADENBURG, Phys. Z. **7**, 697, 1906; und Absch. „Hefnerlampe." — 6 Phys. Rev. **10**, 234, 1900. — 7 Verh. deutsch. phys. Ges. **3**, 36, 1901.

	λ_m	T_{max}	T_{min}
Bogenlampe	0,7 μ	4200° abs.	3750° abs.
Nernstlampe	1,2	2450	2200
Gasglühlicht	1,2	2450	2200
Glühlampe	1,4	2100	1875
Kerze	1,5	1960	1750
Argandlampe	1,55	1900	1700

Aus $\lambda_m T = 2282$ erhielt G. W. STEWART für leuchtende Flammen folgende mit den direkten Messungen von E. NICHOLS in guter Übereinstimmung stehenden Werte:

	λ_m	T
(Azetylenflamme	1,05	2173)
Gasflamme	1,13	2020
Kerzenflamme	1,25	1825

Durch die im vorstehenden beschriebene »Eingrenzungsmethode« können wir bereits eine annähernde Temperaturbestimmung an glühenden Leuchtkörpern (wohl auch an den natürlichen Lichtquellen) etc. ausführen. Das Temperaturintervall läßt sich aber auf folgende Weise noch mehr einengen — und darin liegt eine weitere Begründung der Annahme, daß die Grenzen 2940 und 2630 für jene Strahler genügen.

Behandeln wir irgend eine Leuchtquelle spektralphotometrisch als »schwarzen« Körper, d. h. führen wir eine optisch-pyrometrische Temperaturbestimmung derselben durch Interpolation auf der für den schwarzen Körper gültigen Isochromaten aus, so erhalten wir (siehe Fig. 13) eine zu niedrige Temperatur, die sog. »schwarze« Temperatur für die betreffende Wellenlänge (siehe nächsten Abschnitt). Diese Temperatur liegt nun für die bisher untersuchten Lichtquellen (für leuchtende Flammen würde es nicht der Fall sein) zwischen den aus $\lambda_m T = 2940$ resp. 2630 berechneten Grenzen, wie z. B. folgende von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM (l. c. S. 45) mitgeteilte Tabelle erkennen läßt:

Glühzustand	Spektralphotometrisch T	Spektralbolometrisch T_{max}	T_{min}
9,46 Amp. 12,5 Volt	1770° abs.	1840° abs.	1640° abs.
12,87 Amp. 16,3 Volt	2050	2100	1879
25,12 Amp. 20,0 Volt	2200	2300	2055

Die spektrophotometrisch ermittelte »schwarze« Temperatur weicht ferner von der wahren Temperatur weniger ab, als die auf anderem Wege unter Anwendung der für den schwarzen Körper gültigen Konstanten erhaltenen Temperaturen. Dabei ist zu beachten, daß die mittels der sich auf Energiegrößen beziehenden Konstanten B', C' etc. berechneten »schwarzen« Temperaturen zu niedrig, die mit Hilfe der Beziehungen $\lambda_m T = 2940$ erhaltenen Werte zu hoch ausfallen (vgl. S. 33, 45, 47). Folgende Tabelle zeigt die Differenzen zwischen wahrer, schwarzer und aus $\lambda_m T = 2940$ berechneter Temperatur für Platin nach Messungen von L. HOLBORN und F. KURLBAUM, sowie von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM (siehe S. 49):

T wahr (thermoelektr. gemessen)	T schwarz	$-\varDelta$	T aus $\lambda_m T = 2940$	$+\varDelta'$
1065	1015	50	1190	125
1426	1331	95	1593	167
1847	1691	156	2064	217

Zeigt sich schon hieraus die Bedeutung der Bestimmung sog. »schwarzer« Temperaturen, so wird aus den Erörterungen im folgenden Abschnitt die Wichtigkeit derartiger Messungen noch deutlicher hervorgehen. Für die Temperaturmessung ist die Tatsache von ganz besonderem Wert, daß sich zwischen der wahren und der »schwarzen« Temperatur eine einfache Beziehung ableiten läßt.

Messung und Bedeutung der »schwarzen« Temperaturen. Wendet man die Gl. 1, 2, 3 und 6d zur Temperaturbestimmung von nichtschwarzen Körpern unter Beibehaltung der für den schwarzen Strahler gültigen Konstanten an, so erhält man, wie im vorigen Abschnitt schon erwähnt, nicht die wahre absolute Temperatur der untersuchten Stoffe, sondern diejenige niedrigere absolute Temperatur, welche der schwarze Körper haben müsste, um die nämliche Strahlungsintensität zu besitzen, wie der nichtschwarze Stoff. Man bezeichnet diese Temperaturen nach L. Holborn und F. Kurlbaum[1] als »schwarze Temperaturen«. Ermittelt man an einem glühenden Körper die schwarze Temperatur für verschiedene Wellenlängen, so kann man aus den Ergebnissen erkennen, ob der betreffende Körper ein »grauer« ist (vgl. S. 33) oder ob er »selektive« Emission besitzt. Besonders einfach werden derartige Bestimmungen im sichtbaren Gebiet; als zweckmäßige okulare Untersuchungsmethode beschreiben F. Kurlbaum und Günther Schulze[2] die folgende: Auf den Spalt eines Spektrophotometers wird das Bild eines horizontalen glühenden Fadens aus der zu untersuchenden Substanz, und gleichzeitig dasjenige eines direkt hinter dem Faden befindlichen glühenden schwarzen Körpers geworfen. Im Spektroskop sieht man also das Spektrum des schwarzen Körpers durchzogen von einem schmalen Spektrum des Fadens. Macht man nun durch Regulierung der Temperatur des schwarzen Körpers die Intensität einer bestimmten Wellenlänge λ_0 in beiden Spektren gleich, so gibt die (thermoelektrisch gemessene) Temperatur des schwarzen Körpers die schwarze Temperatur des Fadens für die betreffende Intensität von λ_0 an. Erscheint das Spektrum des Fadens rechts und links neben dieser Wellenlänge λ_0 dunkler als das schwarze Spektrum, dagegen an einer entfernteren Stelle wieder heller, so hat der Körper für die Wellenlänge λ_0 ein selektives Emissionsvermögen. Will man die Ergebnisse zahlengemäß festlegen, so verfährt man nach F. Kurlbaum und G. Schulze folgendermaßen: Man projiziert wieder gleichzeitig den schwarzen Körper und den elektrisch geglühten Faden auf den Spalt des Spektroskops und bestimmt bei konstant erhaltener Temperatur des schwarzen Körpers diejenigen Stromstärken für den Faden, bei denen das Spektrum des Fadens für die verschiedenen Wellenlängen verschwindet, d. h. man sucht die Stromstärken auf, welche alle Wellenlängen auf Intensitäten gleicher schwarzer Temperatur bringen. Stellt man die Beziehungen zwischen Stromstärke und Wellenlänge für den Faden einer Nernstlampe graphisch dar, so erhält man nach F. Kurlbaum und G. Schulze auf die Temperatur des schwarzen Körpers bezogene Isothermen von der in Fig. 15 gezeichneten Form. Man erkennt, daß die Nernstlampe bei $\lambda = 0{,}52\ \mu$ starke selektive Emission besitzt, daß diese aber um so mehr zurücktritt, je höher die Temperatur steigt. Konstruiert man isochromatische Kurven, welche die Beziehungen zwischen Stromstärke und schwarzer Temperatur für eine bestimmte Wellenlänge darstellen, so ist auf diese Weise der glühende Faden für jene Wellenlänge als schwarzer Körper geeicht.

Man kann nach L. Holborn und F. Kurlbaum die Bestimmung der schwarzen Temperatur einer durch Absorption, Reflexion oder dergl. geschwächten schwarzen Strahlung zur Bestimmung des Schwächungsverhältnisses verwerten. Im sichtbaren Gebiet gilt bekanntlich die Gleichung

$$\log \frac{J_1}{J_2} = K\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right). \tag{6b}$$

[1] D. A. 10, 225, 1903. — [2] Verh. deutsch. phys. Ges. 5, 428, 1903.

Ist T_1 die (thermoelektrisch) gemessene Temperatur des schwarzen Körpers, T_2 die »schwarze« Temperatur für die durch Reflexionsprismen, Rauchgläser oder dergl. geschwächte Strahlung des nämlichen schwarzen Körpers, die auf optischem Wege, am einfachsten nach der HOLBORN-KURLBAUMschen Methode gefunden worden ist, so läßt sich $\frac{J_1}{J_2}$ nach obiger Formel berechnen, und daraus die Absorptionskonstante oder dergl. ermitteln (siehe S. 50). Die Gl. 6b kann auch benutzt werden, um eine Nernstlampe für solche hohe Temperaturen, für die ein schwarzer Vergleichskörper nicht vorhanden ist, als schwarzen Strahler

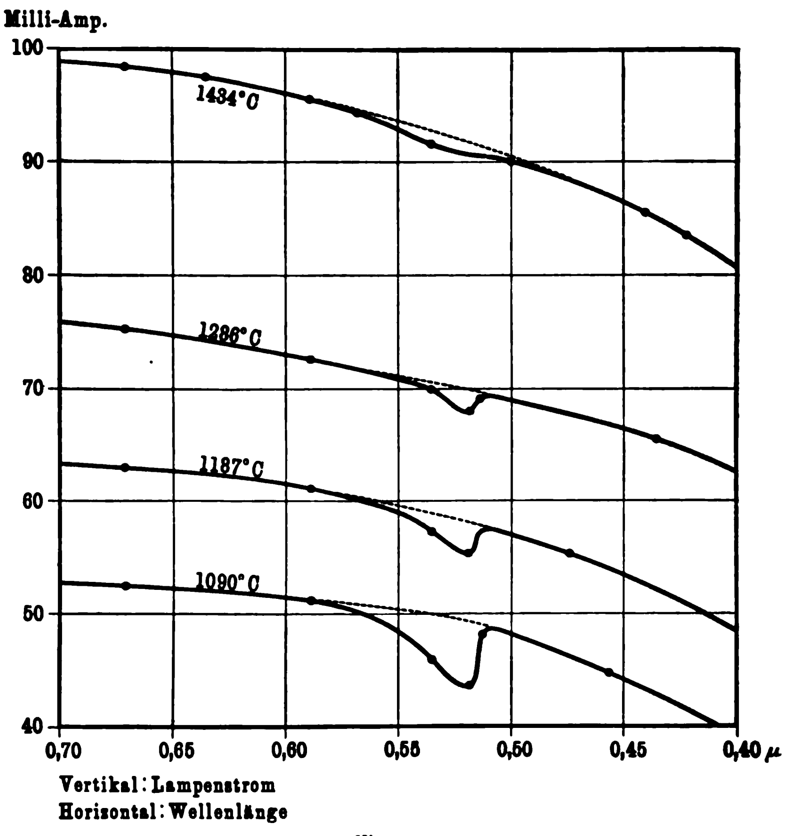


Fig. 15.

zu eichen. Man projiziert den Faden einer geeichten Lampe von der schwarzen Temperatur T_2 für eine bestimmte Wellenlänge λ zur Hälfte (in der Längsrichtung gedacht) auf den Faden einer nichtgeeichten Lampe und projiziert dann beide auf den Spalt des Spektrophotometers; dann wird für die Wellenlänge λ durch Stromregulierung in der ungeeichten Lampe auf gleiche Helligkeit eingestellt; die schwarze Temperatur des Vergleichfadens ist dann auch T_2. Jetzt schwächt man das Licht des geeichten Stiftes durch einen rotierenden Sektor in leicht zu berechnender Weise und stellt durch Stromerhöhung in der geeichten Lampe die gleiche Helligkeit wieder her. Aus dem Schwächungsverhältnis $\frac{J_1}{J_2}$ und der schwarzen Temperatur T_2 kann man die der gemessenen Stromstärke entsprechende schwarze Temperatur T_1 der geeichten Lampe nach Gl. 6b ermitteln.

Die »schwarzen« Schmelztemperaturen einiger Metalle sind nach L. HOL-

BORN und F. KURLBAUM so genau festzustellen, daß man sie als Fixpunkte zur Eichung optischer Pyrometer anwenden kann. (Zahlenangabe siehe S. 51.)

Beziehungen zwischen schwarzer und wahrer Temperatur eines Strahlers. L. HOLBORN und F. HENNING[1] sowie R. LUCAS[2] haben die Beziehungen zwischen schwarzer und wahrer Temperatur eines Körpers diskutiert. Es seien S_λ, J_λ, T_s resp. E_λ, J'_λ und T' Strahlungsintensität, Helligkeit und absolute Temperatur eines schwarzen Strahlers resp. eines nichtschwarzen Körpers. Innerhalb des Gültigkeitsbereiches der WIENschen Formel ist dann für den schwarzen Körper

$$S_\lambda = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_s}}$$

für den nichtschwarzen Körper

$$E_\lambda = \gamma_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{\gamma_2}{\lambda T'}}.$$

Da $\frac{S_\lambda}{E_\lambda} = \frac{J_\lambda}{J'_\lambda}$, so ist bei gleicher photometrischer Helligkeit

$$c_1 e^{-\frac{c_2}{\lambda T_s}} = \gamma_1 e^{-\frac{\gamma_2}{\lambda T'}}, \tag{10}$$

$$\log c_1 - \frac{c_2 \log e}{\lambda} \cdot \frac{1}{T_s} = \log \gamma_1 - \frac{\gamma_2 \log e}{\lambda} \cdot \frac{1}{T'},$$

$$K - K_1 \frac{1}{T_s} = K' - K_1' \frac{1}{T'},$$

$$\frac{1}{T_s} = \frac{K - K'}{K_1} + \frac{K'_1}{K_1} \cdot \frac{1}{T'},$$

$$\frac{1}{T_s} = \alpha \frac{1}{T'} + \beta, \tag{11}$$

d. h. es ist die reziproke schwarze Temperatur eines Strahlers eine lineare Funktion der reziproken wahren Temperatur. R. LUCAS prüft die Formel 11 an den von L. HOLBORN und F. KURLBAUM[3] an glühendem Platin von thermoelektrisch gemessener Temperatur im Rot (λ ca. 0,643 μ) ausgeführten Bestimmungen. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate findet er

$$\alpha = 0{,}98573, \qquad \beta = 0{,}00005977.$$

Die Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten liegen innerhalb der Versuchsfehler:

T'	T_s beob.	T_s ber.	Δ
954	914	915,1	+ 1,1
1065	1015	1014,9	− 0,1
1252	1177	1180,5	+ 3,5
1426	1331	1331,5	+ 0,5
1636	1503	1509,9	+ 6,9
1847	1691	1685,0	− 6,0

Lichtemission nichtschwarzer Körper. Innerhalb des Gültigkeitsbereiches der WIENschen Formel ist bei einer bestimmten Temperatur T

$$\frac{E_\lambda}{S_\lambda} = \frac{\gamma_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{\gamma_2}{\lambda T}}}{c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}},$$

1 Sitz.-Ber. kgl. preuß. Akad. der Wissensch. Berlin 1905, 311. — 2 Phys. Z. 6, 418, 1905. Vgl. auch G. K. BURGESS, Bull. Bur. of Standards Washington 1905, 443. — 3 l. c., S. 47.

also nach Gl. 10

$$\frac{E_\lambda}{S_\lambda} = e^{\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_s}\right)}$$

$$\log \frac{E_\lambda}{S_\lambda} = \log \frac{J'_\lambda}{J_\lambda} = \frac{c_2 \log e}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_s}\right). \qquad (12)$$

Man kann also das Helligkeitsverhältnis $\frac{J'_\lambda}{J_\lambda}$ für alle Temperaturen T aus den zugehörigen schwarzen Temperaturen T_s berechnen. T und T_s sind durch die in Gl. 11 angegebene Bezeichnung miteinander verknüpft; bisweilen nimmt dieser Ausdruck eine noch einfachere Form an. Wir sahen, daß für Platin $\alpha = \frac{K'_1}{K_1}$ nahezu 1 ist; die Isochromaten (siehe S. 36), deren Neigung zur Abszisse durch K_1 resp. K'_1 bestimmt wird, verlaufen also ziemlich parallel, d. h. $\log J'_\lambda - \log J_\lambda$ ist annähernd konstant, also $\frac{J'_\lambda}{J_\lambda}$ fast unabhängig von der Temperatur. In diesem Falle können wir unter Vernachlässigung von α schreiben

$$\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T} = \beta. \qquad (11a)$$

und

$$\log \frac{J'_\lambda}{J_\lambda} = -\frac{\beta c_2 \log e}{\lambda}. \qquad (12a)$$

L. Holborn und F. Henning[1] fanden diese Formel für Platin, Gold und Silber anwendbar (vgl. Tab. 11). Da nun nach dem Kirchhoffschen Gesetz

$$\frac{E_\lambda}{S_\lambda} = \frac{J'_\lambda}{J_\lambda} = A'_\lambda = 1 - R'_\lambda \qquad (13)$$

ist, sind auch das Absorptions- wie das Reflexionsvermögen dieser Stoffe von der Temperatur nahezu unabhängig, was mit direkten Versuchen von P. Zeeman[2] und von J. Königsberger[3] im Einklang steht. L. Holborn und F. Henning haben nun aus T_s und T die Konstante β berechnet und daraus $\frac{J'_\lambda}{J_\lambda}$ abgeleitet; umgekehrt wurde aus den von E. Hagen und H. Rubens[4] experimentell ermittelten Werten von R'_λ die Konstante β und T ermittelt; die Übereinstimmung zwischen $\frac{J'_\lambda}{J_\lambda}$ und $1 - R'_1$, sowie zwischen den auf beiden Wegen erhaltenen Werten für T und β ist befriedigend (vgl. Tab. 11). Damit ist eine quantitative Bestätigung des Kirchhoffschen Satzes erbracht.[5]

Tabelle 11.
Platin; λ 0,643 μ.
a)

T_s beob.	T beob.	T ber. nach Gl. 11a	ΔT	T ber. aus $1 - R'_\lambda$ nach Gl. 13 und 12	ΔT
914	954	958	+ 4	956	+ 2
1015	1065	1070	+ 5	1067	+ 2
1059	1090	1097	+ 7	1093	+ 3
1181	1253	1256	+ 3	1252	− 1
1330	1426	1426	0	1420	− 6
1506	1639	1631	− 8	1623	− 16
1690	1846	1848	+ 2	1839	− 7

[1] l. c., S. 49. — [2] Arch. Néerl. **4**, 314, 1900. — [3] Verh. deutsch. phys. Ges. **1**, 247, 1899. — [4] D. A. **8**, 16, 1902. — [5] Siehe S. 10.

b)

	λ (μ) ca.:	T_s	T beob.	T ber. aus $1-R'_\lambda$	β ber. aus T_s und T nach Gl. 11a	β ber. aus $1-R'_\lambda$ nach Gl. 13 u. 12a	$\frac{E_\lambda}{S_\lambda}$ ber. nach Gl. 12	$1-R'_\lambda$ aus den Messungen von HAGEN und RUBENS
Platin	0,643	1795	1975	1963	0,0000507	0,0000478	0,319	0,340
	0,550	1827	(ber. nach Tab. 11a und Gl. 11a)	1965	0,0000409	0,0000358	0,340	0,389
	0,474	1855		1964	0,0000327	0,0000273	0,368	0,434
Gold	0,643	1191	1337	1344	0,0000916	0,0000955	0,127	0,116
	0,550	1251	(Smp.)	1336	0,0000514	0,0000511	0,258	0,260
Silber	0,643	1082	1231	1244	0,0001119	0,0001205	0,080	0,066
	0,550	1096		1230	0,0001001	0,0000992	0,071	0,073

Es seien noch die »schwarzen« Schmelztemperaturen einiger Metalle,[1] sowie die daraus nach Gl. 11a resp. 13 und 12 berechneten wahren,[2] und zum Vergleich die thermoelektrisch gemessenen[3] Schmelzpunkte mitgeteilt:

	T_s (λ ca. 0,643 μ)	T nach Gl. 11a	T aus $1-R'_\lambda$ nach Gl. 13 u. 12	T beob.
Platin . . .	1818	2002	1991	1983
Palladium . .	1668	1822	1813	1808
Rhodium . .	1923	—	—	—
Iridium . . .	2273	—	—	—

Das Emissionsvermögen des Palladiums wurde gleich dem des Platins angenommen, was experimentell gerechtfertigt erschien, für dasjenige des Rhodiums und des Iridiums fehlen noch die nötigen Daten.

Leistungsfähigkeit, Ergebnisse und Anwendungen der Strahlungspyrometrie.

Die Bestimmung extrem hoher Temperaturen ist für zahlreiche chemische, physikalische, astrophysikalische und technische Fragen von größter Wichtigkeit. Die Einführung der strahlungspyrometrischen Messmethoden bildet einen ungeheuren Fortschritt, weil

1. weit höhere Temperaturen auf Grund der Strahlungsgesetze gemessen werden können, als auf Grund der Gasgesetze, mittels elektrischer Methoden etc.
2. die Temperatur exterrestrischer oder sonst unzugänglicher Körper bestimmt werden kann.

ad 1. Die obere Grenze der Leistungsfähigkeit ist[4]
für Stickstoff-Pyrometer in außen glasiertem Porzellan ca. 1400° C.,
" " " Platin oder Platiniridium ca. 1700° C.,
" " " Iridium ca. 2000° C.,
für thermoelektrische Pyrometer mit dem Element Platin-Rhodium/Platin ca. 1500° C.,
für elektrische Widerstands-Pyrometer aus reinem Platin ca. 1200° C.

Bei den elektrischen Methoden ist das bei hohen Temperaturen oft erhebliche Leitungsvermögen der Isolatoren sehr störend. Während diese Methoden im günstigsten Falle Temperaturbestimmungen bis 2000° C. gestatten, besteht für die auf den exakten Strahlungsgesetzen basierenden Methoden keine Grenze der Anwendbarkeit (vgl. S. 26).

---

[1] L. HOLBORN und F. KURLBAUM, l. c., S. 47. — [2] L. HOLBORN u. F. HENNING, l. c., S. 49. — [3] L. HOLBORN und A. DAY, D. A. 2, 519, 1900. — [4] Vgl. F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, X. Aufl. 1905, Kap. 43a.

ad 2. Zur Temperaturbestimmung an Himmelskörpern oder sonstigen unzugänglichen Systemen können überhaupt nur die strahlungspyrometrischen Methoden herangezogen werden.

Von der Brauchbarkeit der mitgeteilten thermischen und optischen Methoden kann man sich aus der folgenden, einer Arbeit von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[1] entnommenen Tabelle über Temperaturmessungen an schwarzen Körpern überzeugen.

Tabelle 12.

Reihenfolge	Methode	Entfernung		$\mu =$					T_{abs} Mittel
		90 cm	60 cm	0,62	0,59	0,55	0,51	0,49	
1	Helligkeit	—	—	2294	2315	2309	2312	2320	**2300**
2	Gesamtstrahlung . .	2317	2335	—	—	—	—	—	**2325**
3	Helligkeit	—	—	2307	2307	2315	2331	2339	**2320**
4	Gesamtstrahlung . .	2330	2330	—	—	—	—	—	**2330**
5	Energiemaximum . .	—	—	—	—	—	—	—	**2330**
6	Helligkeit	—	—	2325	2327	2325	2339	2333	**2330**
7	Gesamtstrahlung . .	2348	2339	—	—	—	—	—	**2345**
8	Energiemaximum . .	—	—	—	—	—	—	—	**2320**

Die Versuche wurden derart ausgeführt, daß der oben (S. 15) beschriebene schwarze Körper auf Schienen in der angegebenen Reihenfolge vor die einzelnen Messapparate (Spektralphotometer, Flächenbolometer, Spektralbolometer) gefahren und an diesen unter Variierung des Abstandes des Körpers vom Apparat resp. unter Änderung des zu untersuchenden Spektralgebietes die nötigen Ablesungen gemacht wurden.

Die Übereinstimmung der nach den verschiedenen Methoden gefundenen Temperaturen zeigt die Gültigkeit der zugrunde gelegten Strahlungsgesetze bis mindestens 2300° abs. und die Vortrefflichkeit der angewendeten Verfahren.

Temperaturbestimmung künstlicher Lichtquellen. Auf Grund der Strahlungsgesetze sind die Temperaturen zahlreicher künstlicher Lichtquellen bestimmt worden; die Ergebnisse finden sich in Tab. 13 zusammengestellt. Bei der Untersuchung ist zu beachten, daß verschiedene Teile der Lichtquelle auch verschiedene Temperaturen haben können; man benutzt deshalb am besten die Methode der »anlaysierenden Spektroskopie« (siehe Absch. „Spektralapparate").

Temperaturbestimmung von Himmelskörpern. Die Temperatur der glühenden Himmelskörper, welche ein kontinuierliches Spektrum geben (Fixsterne), läßt sich mit Hilfe der Strahlungsgesetze ermitteln. Auf Grund des STEFANschen Gesetzes erhält man für die Sonne ca. 6500° abs, nach $\lambda_m T = 2940$ folgt 5880° abs; aus $\lambda_m T = 2630$ ergibt sich ca. 5000° abs. Jedenfalls bedeuten diese Methoden einen erheblichen Fortschritt gegenüber den früheren Wegen zur Ermittelung der Sonnentemperatur, welche zwischen 1500° und 10000000° abs. schwankende Werte lieferten. Bei den in Tab. 13 angegebenen Resultaten ist die Absorption der Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre berücksichtigt, nicht aber diejenige in der Sonnenatmosphäre; wird letztere in Berechung gezogen, so folgen erheblich höhere Werte (ca. 8—10000°).[2]

Die Temperatur einer größeren Anzahl von Fixsternen hat B. VON HARKÁNYI[3] auf Grund der H. C. VOGELschen Helligkeitsmessungen in den Spektren der Sterne nach der S. 44 angeführten Rechnungsmethode ermittelt. Die Absorptionsverluste konnten nicht genau berücksichtigt werden, da die nötigen Daten fehlten.

Die Temperatur erkalteter Himmelskörper, die von der Sonne bestrahlt werden, berechnete C. CHRISTIANSEN[4] in der S. 43 geschilderten Weise. Um

[1] Verh. deutsch. phys. Ges. **5**, 3, 1903. — [2] Vgl. J. SCHEINER, Strahlung und Temperatur der Sonne. Leipzig (W. Engelmann) 1899, S. 40 ff.; EJNAR HERTZSPRUNG, Z. f. wissensch. Phot. **3**, 173, 1905. — [3] Astron. Nachr. **158**, 17, 1902; vgl. auch N. LOCKYER, Proc. Roy. Soc. **73**, 227, 1904. — [4] Vgl. SV. ARRHENIUS, Lehrb. d. kosm. Physik I, 165, 1903.

dieses Verfahren an einem Beispiel näher zu erläutern, sei die Temperaturbestimmung einer Stelle des Mondes, auf welche die Sonnenstrahlung senkrecht auftrifft, hier durchgeführt. Für den Mond kann nach S. P. LANGLEY $S = 2{,}5$ g-cal. (pro 1 cm², 1 Min.) gesetzt werden; der sichtbare Teil der Sonnenstrahlung beträgt nach demselben Forscher ca. 40 %, davon reflektiert der Mond nach F. ZÖLLNER ca. 12 %; daraus folgt

$$2{,}5 - 2{,}5 \cdot 0{,}4 \cdot 0{,}12 = 0{,}768 \cdot 10^{10}\, T^4,$$
$$T = 419^0 \text{ abs. oder } 146^0 \text{ C.}$$

Dies ist also die Temperatur einer Stelle des Mondes, über welcher die Sonne senkrecht steht. Die Temperatur anderer Teile, die schräg von den Sonnenstrahlen getroffen werden, ergibt sich aus S. 13. Daraus läßt sich die mittlere Temperatur zu ca. 100° C. ableiten. Besitzt der betreffende Himmelskörper eine Atmosphäre, so sind deren Absorptions- und Emissionsverhältnisse zu berücksichtigen.[1]

In der Tabelle 13 (S. 54) sind nur solche Ergebnisse verzeichnet, welche mit Hilfe der Strahlungsgesetze gefunden wurden; auf die Wiedergabe älterer, auf unzutreffenden Strahlungsformeln beruhender Bestimmungen ist verzichtet worden.[2]

Bestimmung von Schmelzpunkten. W. NERNST[3] hat pyrometrisch nach der HOLBORN-KURLBAUMschen Methode die Schmelzpunkte einiger in einem Rohr aus Iridium resp. aus Nernstmasse glühender Metalle ermittelt; die Strahlung der in diesen elektrisch geheizten Hohlräumen glühenden Metallmengen bzw. der Leuchtstifte durfte als annähernd schwarz angenommen werden (vgl. S. 45). Die Temperatur im Hohlraum wurde nach S. 42 bestimmt. Zugrunde gelegt sind die S. 41 angeführten Helligkeiten für 1 mm² des schwarzen Körpers und die Annahme, daß bei ca. 1700° C. der Wert für $x = 14$, bei höherer Temperatur $x = 13$ ist. E. RASCH[4] findet unter Anwendung der Beziehung $x\,T = 26\,750$ etwas andere Werte:

	Schmelzpunkt nach W. NERNST	nach E. RASCH	(nach VIOLLE, PICTET u. a.)
Platin	1782° C.	—	
Iridium	2238° C.	2287° C.	(1950—2500° C.)

Bestimmung von Siedepunkten. W. NERNST[5] hat in einen für Dampfdichtebestimmung bei sehr hohen Temperaturen konstruierten Apparat Zirkoneimerchen mit etwas Silber eingeführt; der Ausschlag eines Quecksilbermeniskus zeigte den Beginn des Siedens an; die Temperatur der Heizbirne wurde optisch bestimmt. CH. FÉRY[6] ließ Metalle in einem MOISSAN-Ofen sieden und ermittelte die Temperatur im Heizraume mit einem optischen Pyrometer. Folgende Siedepunkte wurden gefunden:

	Siedepunkt
Zink	1040° C. (FÉRY)
Kupfer	2100° C. „
Silber	2050° C. (NERNST)

Messing zeigte bei CH. FÉRYS Versuchen erst die Siedetemperatur des Zinks, um dann schnell auf diejenige des Kupfers anzusteigen.

Messung hoher Temperaturen bei Dampfdichtebestimmungen. W. NERNST[7] hat einen Dampfdichtebestimmungsapparat (nach V. MEYER) mit einer Heizbirne aus Iridium konstruiert, welche in einem HERÄUSschen elektrischen Ofen aus Iridium geglüht wird. Die Birne ist wegen der Schwierigkeit, die Temperatur längere Zeit konstant zu halten und wegen des hohen Preises des Iridiums

---

[1] Vgl. SV. ARRHENIUS, l. c., 169 ff. Daselbst wird auch der Einfluß der Leitung und Konvektion besprochen; siehe auch J. H. POYNTING, Proc. Roy. Soc. **72**, 265, 1903. — [2] Ältere Literatur siehe bei H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, Kap. 2. — [3] Phys. Z. **4**, 733, 1903. — [4] D. A. **14**, 193, 1904. — [5] l. c. — [6] Ann. chim. phys. (7), **28**, 428, 1903. — [7] l. c.; Nachr. Ges. Wiss. Göttingen 1903, 75; Z. f. Elektrochemie 1903, 622.

Tabelle 13. (Temperatur in C°.)

Strahlungsquelle	Thermisch: aus der Gesamtstrahlung	Thermisch: aus $T = \frac{A}{\lambda_m}$	Thermisch: λ_m	Thermisch-optisch: aus $T = \frac{A}{\lambda_m}$	Thermisch-optisch: λ_m	Optisch: aus der Isochromate	Optisch: nach S. 40
Sonne (Photosphäre)	5330 Pou. 5130 Se. 5930 Vi. 5230 So. 5730 Lgl. 5930 W. u. Gr. 6000 Wbg.	5610—4490 Pa., L. u. Pr. 4960—4423 „ „	0,50 Lgl. 0,56 „	5180—4580	0,54 Vgl., H		7600 Cht.
nach S. 43: heisseste Stelle / mittl. Temp.	Korr. weg. Atmosph.						
Mond +140 / +100	— Vy., Arrh., Poy.						
Erde — 17	+17 Arrh., Poy.						
Mars — 37	− 20 bis − 3 Arrh., Poy.						
Venus +187 / + 65	Chr.						
Merkur +397 / +196	Chr., Arrh.						
Jupiter —147	Chr.						
Saturn —180	Chr.						
Uranus —207	Chr.						
Neptun —221	Chr.						
Sirius (Korr. weg. Absorption				7680—6830	0,37 Vgl., H.		
Sirius (ohne Korr.)				6130—5430	0,46 „ „		
Wega „ „				6130—5430	0,46 „ „		
Beteigeuze „ „				2880—2530	0,94 „ „		
Aldebaran „ „				2580—2280	1,03 „ „		
Arktur „ „				2430—2130	1,08 „ „		
Bogenlampe (positiver Krater)	3600 Vi. 3330 W. u. Gr. 3490 F.	3930—3480 3730—3330	0,7 L. u. Pr. 0,73 Vy.	3230—2880	0,84 „ „	rot — grün 3880—3900 F. 3600—3620 Wa., Wu. B. 3400 Wa. (Massivkohle)	4100 Cht.
Nernstlampe		2180—1930	1,2 L. u. Pr.				
Glühlampe		1830—1600	1,4 „			1775 L. u. Pr.	1800 Cht. 1930 Ho. u. K.
Auerlampe		2180—1930	1,2 „				
Azetylenlampe		2530—2230 L. u. Pr. (1900 direkt gemessen Ni.)	1,05 St.				
Argandbrenner		1630—1430 1200 St.	1,55 L. u. Pr.				
Gasflamme (zylindrisch)		1750	1,13 St.				
Petroleumlampe		1300 St. 1390—1480	1,45 Vgl., H. 1,5 L. u. Pr.	1780—1530	1,45 Vgl., H.		
[illegible]		[illegible]	[illegible]				

sehr klein (Volum 2,5 cm^3); die Substanzmenge muß dementsprechend gering sein und wird mit der NERNSTschen Mikrowage abgewogen. Die Volummessung erfolgt durch Ablesung der Verschiebung eines Quecksilberfadens in einer Kapillare; die Temperatur der Heizbirne wird photometrisch ermittelt (siehe S. 42). W. NERNST bestimmte die Molekulargewichte von Hg, NaCl, KCl, H_2O (aus Opal), CO_2 (aus Kalkspat) und SO_2, die gefundenen Molekulargewichte erwiesen sich in allen Fällen bei Temperaturen bis 2000° ca. als normal; dabei ist zu beachten, daß H_2O, CO_2 und SO_2 bei Gegenwart eines der Dissoziationsprodukte (Sauerstoff der Luft) verdampft wurden. S in N-Atmosphäre zeigte sich bei ca. 2000° C. und 0,5 Atmosphären Partialdruck zu 45 °/₀ dissoziiert. — Photometrischer Temperaturbestimmungen hat sich W. NERNST ferner bei seinen Untersuchungen über Bildungs- und Zerfallgeschwindigkeit des Stickoxyds bedient.[1]

Einige andere Anwendungen. Optisch-pyrometrische Untersuchungen sind nicht nur zu Temperaturmessungen, sondern auch zur Entscheidung einiger anderer Fragen angestellt worden. L. HARTMANN[2] hat die Wärmeabgabe glühender Fäden durch Leitung und Konvektion aus optisch-pyrometrischen Messungen abgeleitet. E. ORLICH[3] bestimmte die Energie eines Wechselstromes, indem er denselben abwechselnd mit einem Gleichstrom bekannter Energie ein Platinblech passieren ließ; der Gleichstrom wurde so lange variiert, bis das Blech von beiden Strömen zu gleich starkem Glühen gebracht wurde; die Gleichheit der Helligkeit wurde optisch-pyrometrisch festgestellt.

Apparate für die optische Pyrometrie. „Optische Pyrometer".

Interferenz-Photo- und Pyrometer von O. LUMMER.[4] Zwei rechtwinkelige Prismen A und C (Fig. 16) liegen mit ihren Hypothenusenflächen aufeinander; sieht man längs der total reflektierten Strahlen nach einer matten Scheibe oder desgl., so erblickt man die HERSCHELschen Interferenzstreifen. Diese sind in durchgehendem und in reflektiertem Licht komplementär, verschwinden also, wenn sie von gleicher Intensität, demnach wenn die Mattscheiben S_1 und S_2 durch die Lichtquellen L_1 und L_2 gleich stark beleuchtet sind. Die photometrische

---

[1] Gött. Nachr. 1904, 261. — [2] Phys. Z. **5**, 577, 1904. — [3] Z. f. Instr. **3**, 65, 1904. — [4] Verh. deutsch. phys. Ges. **3**, 131, 1901; Phys. Z. **3**, 21, 1901.

Erklärung der Abkürzungen in Tabelle 13 (S. 54).

Arrh. = SV. ARRHENIUS, Lehrb. d. Kosmischen Physik, Leipzig 1903.
Chr. = C. CHRISTIANSEN, vgl. ARRHENIUS.
Cht. = H. LE CHATELIER, C. R. **114**, 214, 470, 737, 1892.
F. = CH. FÉRY, C. R. **134**, 977, 1201, 1902; Ann. chim. phys. (7) **27**, 433, 1902.
H. = B. HARKÁNYI, Astron. Nachr. **158**, 17, 1902.
Ho. u. K. = L. HOLBORN und F. KURLBAUM, Ber. Akad. Berlin 1901, 712.
Lgl. = S. P. LANGLEY, Ann. chim. phys. (6) **9**, 433, 1886.
L. u. Pr. = O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM, Verh. deutsch phys. Ges. **1**, 230, 1899; **3**, 36, 1901.
Ni. = E. L. NICHOLS, Phys. Rev. **10**, 234, 1900.
Pa. = F. PASCHEN, Göttinger Nachr. 1895; Astrophys. J **2**, 205, 1895.
Pou. = M. POUILLET; vgl. J. SCHEINER, Strahlung u. Temperatur der Sonne, Leipzig 1899.
Poy. = J. H. POYNTING, Proc. Roy. Soc. **72**, 265, 1903; Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, **2**, 42, 1905.
Se. = A. SECCHI; vgl. J. SCHEINER.
So. = CH. SORET; vgl. J. SCHEINER.
Vy. = FRANK W. VERY, Astrophys. J. **10**, 208, 1899.
Vi. = J. VIOLLE; vgl. J. SCHEINER.
Vgl. = H. C. VOGEL, Ber. Akad Berlin 1880, 801.
Wa. = H. WANNER, D. A. **2**, 141, 1900; Phys. Z. **1**, 226, 1899; **3**, 112, 1901.
W. u. B. = C. W. WAIDNER und G. K. BURGESS, Phys. Rev. **19**, 241, 1904.
Wbg. = E. WARBURG, Verh. phys. Ges. **1**, 50, 1899.
W. u. Gr. = W. WILSON und P. L. GRAY; vgl. J. SCHEINER.
St. = G. W. STEWART, Phys. Rev. **14**, 257, 1901; **15**, 306, 1902; Phys. Z. **4**, 1, 1902.
(Vgl. auch das Kapitel „Untersuchung natürl. und künstl. Lichtquellen.")

Einstellung geschieht durch Verschieben der Lichtquelle L_1 oder durch einen rotierenden Sektor. (Fig. 16.)

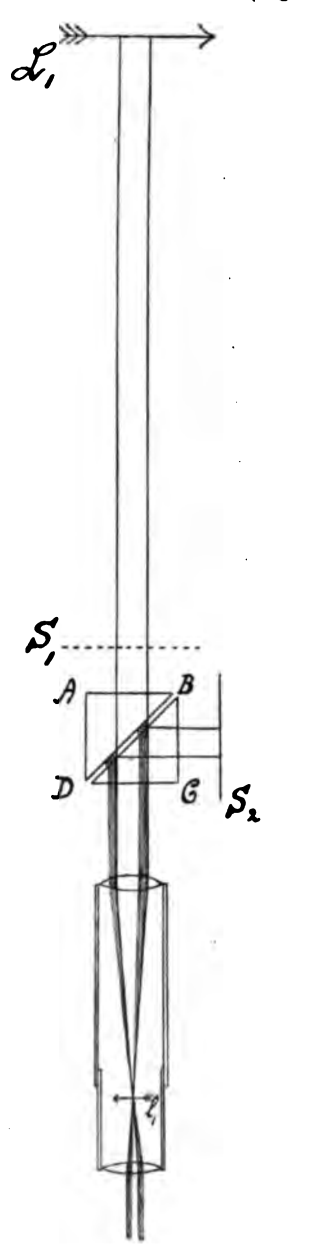


Fig. 16.

Optisches Pyrometer von H. LE CHATELIER.[1] Die zu untersuchende Lichtquelle wird mit einer Normallampe unter Anwendung eines 45°-Spiegels verglichen; die Einstellung geschieht durch Variieren einer Irisblende. Vor das Okular wird eine Rotscheibe gesetzt.

Optisches Pyrometer von CH. FÉRY.[2] Dieses Instrument ist eine Modifikation des LE CHATELIERschen Pyrometers; die Lichtschwächung wird durch einen Doppelkeil variabler Dicke aus Rauchglas bewirkt. Ist J_0 die Helligkeit der Vergleichslampe für ein schmales Spektralgebiet, das durch eine Rotscheibe abgesondert wird, und J diejenige der zu messenden Lichtquelle, so folgt aus dem Absorptionsgesetz und der WIENschen Formel, wenn bei der Dicke h des Doppelkeiles J auf J_0 geschwächt ist:

$$J_0 = J e^{-\alpha h},$$

$$J_0 = K c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} e^{-\alpha h},$$

$$ln \frac{K c_1 \lambda^{-5}}{J_0} = \frac{c_2}{\lambda T} + \alpha h,$$

$$\gamma_1 = \frac{\gamma_2}{T} + \alpha h,$$

$$T = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 - \alpha h}.$$

α ist die Absorptionskonstante des Rauchglases für die Wellenlänge λ; γ_2 ist $\frac{c_2}{\lambda}$; γ_1 und α werden durch Eichung bestimmt. Die graphische Darstellung der Funktion $\frac{1}{T} = f(h)$ liefert eine grade Linie.

Optisches Pyrometer von L. HOLBORN und F. KURLBAUM.[3] Der Faden einer 4-Voltglühlampe befindet sich hinter der Ebene eines Diaphragmas D (in der Fig. 17 ist die Glühlampe um 90° gedreht); das Objektiv L_1 entwirft auf das Diaphragma ein Bild der zu untersuchenden Lichtquelle; das Okular L_2 wird scharf auf den Kohlebügel eingestellt. Man variiert den Glühlampenstrom bis die Spitze des Kohlebügels gerade in der leuchtenden Fläche verschwindet; dann liest man

[1] Vgl. H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD, Mesure des températurs élevées, Paris 1900 (Carré et Naud). — Second edition, authorized Transl. and Additions, by G. K. BURGESS, New-York 1904 (J. Wiley and Sons). — [2] J. de Phys. (4) **3**, 32, 1904. — [3] Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin 1901, 712; D. A. **10**, 225, 1903.

an dem Strommesser S die Stromstärke ab. Das Instrument ist von 600° C. an brauchbar; oberhalb 800° fügt man ein oder zwei Kupferoxydulgläser ein (λ ca. 0,64). Oberhalb 1500° muß man das Licht des zu untersuchenden Strahlers durch Reflexion an Prismen P oder durch Rauchgläser etc. schwächen, da sonst die Helligkeit der Glühlampe zu klein ist im Vergleich zu derjenigen der Leuchtfläche. — W. NERNST[1] empfiehlt an Stelle der Kohlenfadenlampe einen Stift aus Nernstmasse.

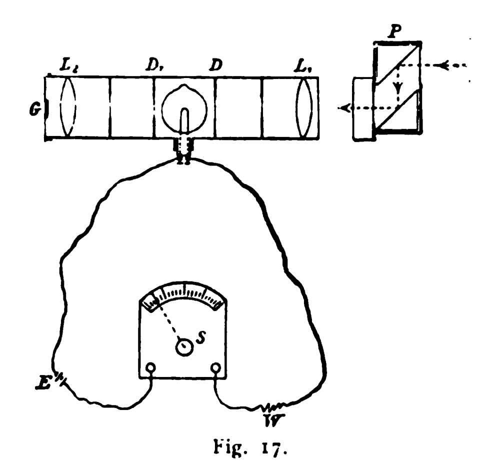


Fig. 17.

Optisches Pyrometer von H. WANNER.[2] (Fig. 18 u. 19.) Das Instrument ist ein Polarisationsphotometer mit einem für $\lambda = 0,656\ \mu$ geradsichtigen Prisma, dessen Okularblende nur das genannte Licht durchlässt. Als Vergleichslicht dient eine 6-Voltglühlampe, die mit einer Amylacetatlampe kontrolliert wird. Das Licht der Glühlampe wird durch ein Prisma, dessen eine Katheten-

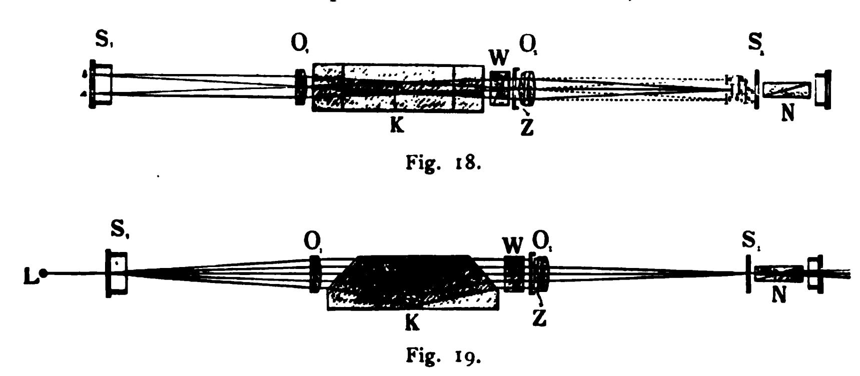


Fig. 18.

Fig. 19.

fläche fein mattiert ist, in den Spalt geworfen. Ist die von der Vergleichslampe beleuchtete Hälfte des Gesichtsfeldes völlig dunkel und dreht man den Okularnicol bis die Helligkeit in beiden Hälften gleich ist, so folgt

$$\frac{J}{J_0} = tg^2 \varphi,$$

worin J_0 die Helligkeit der Vergleichslampe = 1 gesetzt wird und φ den Drehungswinkel des Nicols bedeutet.

Schwarzer Körper zur Eichung der optischen Pyrometer. Die Konstruktion des schwarzen Körpers wurde bereits auf S. 15 in den Hauptzügen

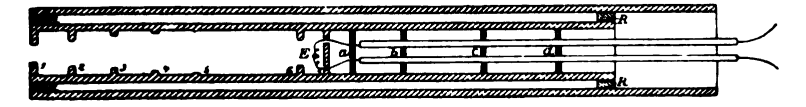


Fig. 20.

geschildert. Die Figg. 20—22 geben einige weitere Andeutungen über Konstruktion und Anordnung des elektrisch heizbaren schwarzen Hohlraums.

[1] l. c., S. 42. — [2] Phys. Z. 3, 112, 1901.

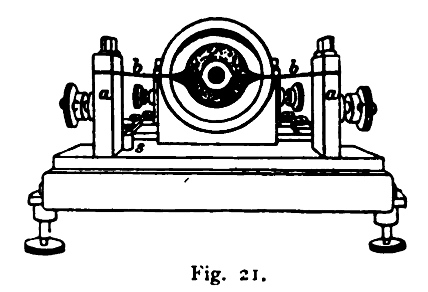


Fig. 21.

Spektralphotometer von O. Lummer und E. Brodhun.[1] (Fig. 23.) Die zu vergleichenden Lichtquellen befinden sich vor dem Spaltrohr von *D* und *R*; *A B* ist der bekannte Lummer-Brodhunsche Körper, *P* das Prisma und *F* das Beobachtungsfernrohr; die photometrische Einstellung geschieht durch Änderung der Spaltbreite in *D* oder *K*, besser durch Änderung der Größe eines rotierenden Sektors.

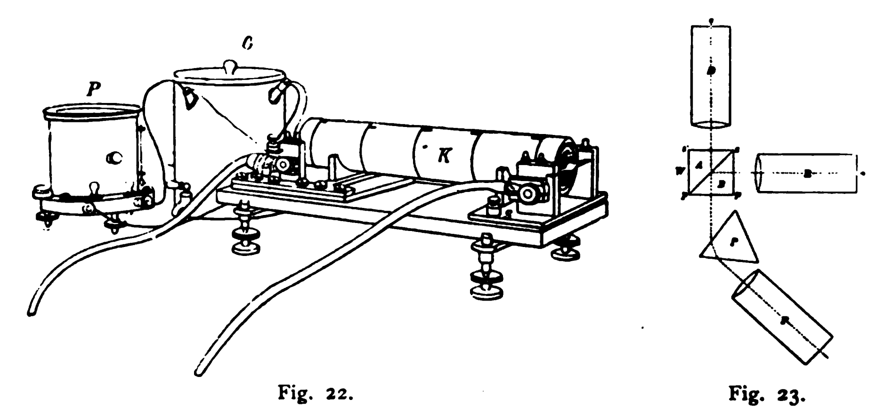


Fig. 22. Fig. 23.

Über Ch. Férys thermoelektrisches Teleskop, bei welchem nicht die Helligkeit, sondern die auf eine Thermosäule wirkende Gesamtstrahlung gemessen wird, siehe S. 19.

Eine ausführliche kritische Vergleichung der verschiedenen optischen Pyrometer haben C. W. Waidner und G. K. Burgess[2] angestellt.

Die strahlungstheoretische Temperaturskala.

Auf Grund der Gesetze der schwarzen Strahlung sind wir, wie O. Lummer und E. Pringsheim[3] zeigten, in der Lage, eine neue, von der Natur irgend welcher Stoffe unabhängige Temperaturskala aufzustellen.

Definiert man die absolute Temperatur direkt durch die schwarze Strahlung, indem man jene beispielsweise durch die vierte Wurzel aus der Gesamtstrahlung darstellt, so gewinnt man eine strahlungstheoretische Temperaturskala, welche bis 2300^0 abs. realisiert worden ist (siehe oben S. 52). Dieselbe ist ebenso wie die von W. Thomson definierte thermodynamische Skala eine absolute, von der Natur keines Stoffes abhängige, hat vor dieser aber den Vorzug, daß sie nicht lediglich theoretische Bedeutung besitzt, sondern daß man gemäß der Definition die Messung auch praktisch ausführen kann.

Um die Angaben der neuen Skala mit denjenigen der thermodynamischen, gasthermometrischen resp. Celsiusschen Skala in Übereinstimmung zu bringen, müßte man festsetzen, daß die Temperaturdifferenz zwischen dem Frier- und dem Siedepunkte des Wassers 100^0 betragen soll, oder um die Definition von jeglichen Eigenschaften irgend eines Körpers unabhängig zu machen, daß die in einem Kubikzentimeter der schwarzen Strahlung von der strahlungstheoretischen absoluten Temperatur 1^0 enthaltene Energiemenge gleich $7{,}14 \cdot 10^{-15}$ erg. sein soll. (Vgl. S. 64.)

---

[1] Z. f. Instr. **12**, 132, 1892. — [2] Bull. of the Bureau of Standards Washington, **1**, No. 2, 1904; Phys. Rev. **19**, 422, 1904. — [3] Verh. Deutsch. phys. Ges. **5**, 3, 1903.

Absolute Messung der strahlenden Energie.

Die Methoden zur absoluten Messung von Strahlungsbeträgen beruhen vornehmlich auf der Umwandlung der strahlenden Energie in Wärme und Bestimmung der erhaltenen Wärmemenge auf thermometrischem, thermoelektrischem oder bolometrischem Wege. Auch auf optischem Wege kann man indirekt absolute Bestimmungen ausführen, wie aus den Angaben auf S. 39 ff., 61 u. a. hervorgeht.

Die Energie sehr kräftiger Strahlungsquellen, besonders der Sonne, kann mit dem POUILLETschen Pyrheliometer[1] gemessen werden, welches aus einer mit Wasser gefüllten Dose mit berußtem Deckel und eingefügtem Thermometer besteht. Die Sonnenstrahlen fallen senkrecht auf den geschwärzten Deckel. Aus der Temperaturerhöhung des Wassers kann man unter Berücksichtigung der Wärmekapazität des Apparates, des Strahlungsverlustes und der Fläche des Deckels die pro Zeiteinheit auf die Flächeneinheit fallende Energiemenge berechnen. Empfindlichere Pyrheliometer (Aktinometer) sind von J. VIOLLE, K. ÅNGSTRÖM, O. CHWOLSON, W. MICHELSON[2] u. a. angegeben worden.

Wir wollen nur die für meteorologische Messungen wichtigen Apparate von K. ÅNGSTRÖM beschreiben. Das ältere ÅNGSTRÖMsche Aktinometer[3] ist folgendermaßen konstruiert: Zwei ganz gleiche geschwärzte Kupferplatten sind durch einen Neusilberdraht, der in der Mitte jeder Platte angelötet ist, verbunden; von dem äußeren Rand jeder Scheibe geht ein Draht nach einem empfindlichen Galvanometer. Es wird nun abwechselnd je eine Platte der Sonnenstrahlung ausgesetzt, während die andere beschattet bleibt. In einem bestimmten Zeitmoment sei die Temperaturdifferenz der beiden Scheiben t (berechnet aus dem thermoelektrischen Strom); die wärmere Platte wird nun beschattet, die andere exponiert, bis die Temperaturdifferenz wiederum t ist, dazu sei die Zeit ϑ erforderlich; dann fällt auf eine Scheibe in der Zeiteinheit die Energiemenge

$$Q = \frac{2ct}{\vartheta} \text{ g-cal.}, \tag{1}$$

worin c die Wärmekapazität einer der Platten bedeutet.

Sehr empfindlich ist das neuere von K. ÅNGSTRÖM angegebene Kompensationspyrheliometer.[4] Von zwei ganz gleichen geschwärzten Metallstreifen (Platinblech 0,001—0,002 mm Dicke) wird der eine bestrahlt, während der andere durch einen Strom auf dieselbe Temperatur gebracht wird. Im stationären Zustand gleichen sich Energiezufuhr und Strahlungsverlust gerade aus. Die Temperaturgleichheit wird thermoelektrisch festgestellt. Die auf die ganze Lamelle fallende Strahlung ist

$$Q = 0{,}24\, i^2 w \frac{\text{g-cal.}}{\text{sek.}}, \tag{2}$$

wenn der Widerstand der Lamelle w und die Stromstärke i ist. 0,24 ist das elektrothermische Äquivalent.

Die bolometrische Methode der Strahlungsmessung läßt sich zu einem äußerst empfindlichen Verfahren für absolute Bestimmungen ausgestalten. In der WHEATSTONEschen Kombination (Fig. 24) ist B ein Bolometer, das durch eine zweite Stromquelle erwärmt werden kann. Damit die beiden Stromquellen sich nicht gegenseitig beeinflussen, richtet man das Bolometer so ein, daß $a:b = d:c$ ist (indem man am einfachsten $a = b = c = d$ macht). Man gleicht zunächst die

[1] C. R. **7**, 24, 1838; P. A. **54**, 26, 1838. Siehe dazu die Beobachtungen von A. CROVA, S. P. LANGLEY, O. CHWOLSON, zitiert in J. SCHEINER, Strahlung und Temperatur der Sonne, Leipzig (W. Engelmann) 1899, S. 18. — [2] Vgl. dazu J. SCHEINER, Strahlung und Temperatur der Sonne, S. 18 ff.: O. CHWOLSON, Lehrb. d. Physik Bd. II, Kap. 9, 1904. — [3] Nov. Acta Upsala (3) **13**, 1, 1887. — [4] W. A. **67**, 683 1899. Nov. Acta Upsala 1893; 1903; Phys. Rev. **1**, 365, 1893;

Widerstände W_1, W_2, W_3 so ab, daß das Galvanometer keinen Strom anzeigt; dann bestrahlt man das Bolometer, während nur die Hauptstromquelle geschlossen ist; der Galvanometerausschlag sei E. Nach Entfernung des Strahlers schickt man von dem zweiten Element einen schwachen Heizstrom durch das Bolometer, der bei einer Stromstärke i einen Galvanometerausschlag e hervorruft, wobei das Bolometer einen Widerstand w zeigt. Die von dem Bolometer aufgenommene strahlende Energie ist alsdann gegeben durch den Ausdruck

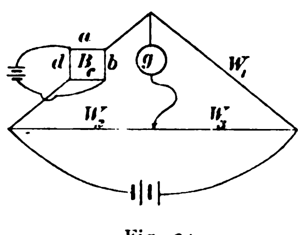


Fig. 24.

$$Q = 0{,}24\, i^2 w \frac{E}{e}, \tag{3}$$

F. KURLBAUM[1] hat diese, von A. PAALZOW und H. RUBENS[2] ursprünglich zur Messung von konstanten oder Wechselströmen ausgearbeitete, später dann von H. RUBENS[3] zur Bestimmung der Energie elektrischer Strahlen angewandte Methode, in folgender Weise zu absoluten Messungen verwertet. In der WHEATSTONEschen Kombination (Fig. 7 auf S. 19) ist B ein Bolometer Z_1, Z_3 und Z_4 sind Widerstände aus starkem Manganin. (W_2 und W_3 sind Ballast- resp. Regulierwiderstände.) Beim Stromdurchgang wird nur das Bolometer erwärmt, die Temperaturänderung der Manganinwiderstände bleibt unmerklich klein. Man bestimmt den Bolometerwiderstand w_0 bei der Stromstärke i_0, dann bestrahlt man das Bolometer und ermittelt den Widerstand desselben w; nach Fortnahme des Strahlers sucht man die Stromstärke i, bei welcher der Bolometerwiderstand ebenfalls w ist. Die von der Bolometerfläche aufgenommene Strahlung ist dann

$$Q = 0{,}24\,(i^2 w - i_0^2 w_0). \tag{3a}$$

Die Reduktion der gemessenen Energiebeträge auf die von der Flächeneinheit des Strahlers pro Zeiteinheit auf die Flächeneinheit im senkrechten Abstand 1 oder in die ganze hemisphärische Umgebung emittierte Energiemenge erfolgt nach der Gl. 15 und 17 auf S. 13.

Die Ergebnisse absoluter Messungen sind zwar noch nicht sehr zahlreich und weisen manche Differenzen zwischen den Resultaten verschiedener Beobachter auf, gestatten aber doch schon Schlüsse von großer Tragweite zu ziehen. Wir wollen an dieser Stelle nur die an dem schwarzen Körper ausgeführten Bestimmungen, sowie einige andere wichtige Messungen besprechen; die Untersuchungen an einer Anzahl künstlicher und natürlicher Lichtquellen sollen in einem späteren Abschnitt diskutiert werden.

Man hat oft versucht, diejenige Energiemenge zu ermitteln, welche 1 cm² Oberfläche eines auf 100° C. erwärmten schwarzen Körpers in einer Sekunde durch Strahlung verliert, wenn die Umgebung (Hülle oder dergl.) sich bei 0° C. befindet; Wärmeleitung oder Konvektion sollen ausgeschlossen sein. Man berechnet aus der (nach einer der oben beschriebenen Methoden ausgeführten) absoluten Bestimmung die auf je 1 cm² von Sender und Empfänger, deren Abstand 1 cm beträgt, bezogene Strahlungsdifferenz $s_{100} - s_0$ (siehe dazu Gl. 15 und 17 auf S. 13), woraus der hemisphärische Strahlungsverlust des wärmeren Körpers

$$S_{100} - S_0 = \pi\,(s_{100} - s_0) \tag{4}$$

folgt. Aus dem Ergebnis läßt sich die Konstante des STEFANschen Gesetzes nach der Gleichung

$$C = \frac{S_{100} - S_0}{373^4 - 273^4} \tag{4a}$$

1 W. A. **65**, 746, 1898. — 2 W. A. **37**, 529, 1889. — 3 W. A. **42**, 154, 1891. Siehe auch H. L. CALLENDAR, Chem. News **91**, 242, 1905.

berechnen. Die folgende Tabelle[1] enthält die älteren und neueren Versuchsergebnisse.

Beobachter	$S_{100} - S_0$	$C.10^{12}$
DULONG und PETIT . . .	0,015 g-cal.	1,08
LEHNEBACH	0,0152 „	1,10
KUNDT und WARBURG . .	0,014 „	1,01
GRAETZ	0,0150 „	1,08
CHRISTIANSEN	0,0167 „	1,21
KURLBAUM	0,0176 „	1,28

Der sicherste Wert für den schwarzen Körper ist wohl der von F. KURLBAUM gefundene: $S_{100} - S_0 = 0{,}0176$ g-cal. $= 73100$ erg. Die Konstante C gestattet das absolute Emissionsvermögen für 1 cm² der Oberfläche des schwarzen Körpers bei jeder Temperatur zu berechnen, es ergibt sich z. B. für

T_{abs}	S_{abs}
373	0,02478 g.cal.
273	0,00711 „
1	$1{,}28 \cdot 10^{-12}$ „

Die letztere Zahl, d. h. die Konstante C, bezeichnet man als Strahlungskonstante resp. Strahlungskoëffizienten.

Häufig sind absolute Messungen zur Beantwortung der wichtigen Frage ausgeführt worden, wie sich die Energie der sichtbaren Strahlung zu der Gesamtenergie der Strahlung leuchtender Körper verhält. Die ersten derartigen Bestimmungen hat J. THOMSEN[2] ausgeführt. Später haben O. A. TUMLIRZ, F. E. ROGERS, K. ÅNGSTRÖM, E. NICHOLS, G. W. STEWART u. a. solche Messungen angestellt. O. A. TUMLIRZ[3] untersuchte die Amylacetatlampe und gelangte zu folgenden Ergebnissen:

Die Hefnerlampe strahlt einer in 1 m Abstand befindlichen 1 cm² großen Fläche, deren Normale horizontal liegt und durch den Flammenmittelpunkt geht, pro Sekunde $148{,}3 \cdot 10^{-7}$ g-cal. zu, von denen $361 \cdot 10^{-9}$ g-cal. (15,15 erg) dem sichtbaren Gebiet angehören; das Verhältnis der sichtbaren Strahlung zur Gesamtstrahlung ist also $0{,}024 = \frac{1}{41}$. Bei einer Neubestimmung mit einem verbesserten Apparate fand O. A. TUMLIRZ[4] die Gesamtstrahlung zu $162 \cdot 10^{-7}$ g-cal. pro Sek. Bei den TUMLIRZschen Versuchen war die ultrarote Strahlung durch eine Wasserschicht fortgenommen;[5] eine sehr eingehende Untersuchung von K. ÅNGSTRÖM[6] zeigte neuerdings, daß eine solche keine genügende Trennung der Spektralgebiete ermöglicht. K. ÅNGSTRÖM schlug einen anderen und wohl auch sichereren Weg ein; er benutzte zwei Lampen gleicher spektraler Beschaffenheit, von denen er die eine spektral zerlegte und von dem erhaltenen Spektrum die unsichtbaren Teile abblendete, die sichtbaren durch eine Linse auf einem Photometer vereinigte; die andere Lampe wird so aufgestellt, daß sie das Photometer gleich stark beleuchtet; an Stelle des Photometers kommen dann zwei gegenüberliegende Zweige eines Bolometers, deren jeder von je einer der Lampen bestrahlt wird; auf diese Weise ermittelt man das Verhältnis der beiden Strahlungen; K. ÅNGSTRÖM erhielt für die Hefnerlampe $0{,}0096 = \text{ca.} \frac{1}{100}$. Die Gesamtstrahlung auf 1 cm² im senkrechten Abstand von 1 m maß er mit einem Kompensationspyrheliometer (siehe S. 59) und

1 Litteratur siehe bei F. KURLBAUM, W. A. **65**, 746, 1898; ferner bei H. KAYSER, Handb. d. Spektr. Bd. II, 133; eine einfache Bestimmungsmethode beschreibt A. D. DENNING, Phil, Mag. (6) **10**, 270, 1905. — 2 P. A. **125**, 348, 1865. — 3 W. A **38**, 640, 1889; vgl. auch Sitz.-Ber. Akad. Wien **112** (2a) 1382, 1903. — 4 Wiener Ber. **112**, 1382, 1904. — 5 Vgl. S. 21 — 6 Phys. Z. **3**, 257, 1902; Nov. Acta Upsala **3**, 1903; Phys. Rev. **17**, 302, 1903; Phys. Z. **5**, 456, 1904.

fand sie gleich $215 \cdot 10^{-7}$ g-cal. pro Sekunde; die Energie der sichtbaren Strahlung beträgt demnach $206 \cdot 10^{-9}$ g-cal. (= 8,65 erg) pro Sekunde.

Die Differenzen zwischen den Bestimmungen von O. A. TUMLIRZ und K. ÅNGSTRÖM sind also recht erheblich, die folgende Nebeneinanderstellung enthält außer den Werten für die Gesamtstrahlung Σ und die sichtbare Strahlung $\varDelta$ noch den Quotienten $\frac{\varDelta}{\Sigma}$, den man als »Lichteffekt« bezeichnet (s. „Photometrie"). Die sichtbare Strahlung ausgedrückt in g-cal. gibt das »thermische Lichtäquivalent« $\frac{\varDelta_{\mathrm{cal}}}{J}$, in mechanischem Maß ausgedrückt das »mechanische Lichtäquivalent« $\frac{\varDelta_{\mathrm{erg}}}{J}$, da die Helligkeit J der Hefnerlampe als Einheit dient.

	Gesamtstrahlung Σ in g-cal.	Sichtbare Strahlung $\varDelta$ in g-cal. (thermisches Lichtäquivalent)	Sichtbare Strahlung $\varDelta$ in erg. (mechanisches Lichtäquivalent)	Lichteffekt $\frac{\varDelta}{\Sigma}$
TUMLIZ	$148,3 \cdot 10^{-7}$	$361 \cdot 10^{-9}$	15,15	0,024
	$162,0 \cdot 10^{-7}$	—	—	(0,022)
ÅNGSTRÖM	$215 \cdot 10^{-7}$	$206 \cdot 10^{-9}$	8,65	0,0096

K. ÅNGSTRÖM hat auch absolute Messungen einzelner Gebiete im sichtbaren Spektrum ausgeführt, indem er das ultrarote Gebiet plus einem daran anstoßenden variablen Teil des sichtbaren Spektrums abblendete und danach die Strahlungsgröße

$$\int_0^\lambda S_\lambda \, d\lambda = L_\lambda$$

bestimmte. Die Ergebnisse seiner Messung verglich er mit den Forderungen der WIENschen Formel, welche im sichtbaren Spektralgebiet irdischer „schwarzer" Lichtquellen ohne merklichen Fehler Anwendung finden kann. (Siehe S. 27.) Die Größe L_λ berechnete K. ÅNGSTRÖM durch Integration; es ergibt sich

$$L_\lambda = c_1 \int_0^\lambda \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} d\lambda = c_1 \frac{e^{-\frac{Z}{\lambda}}}{Z_4} \left[\left(\frac{Z}{\lambda}\right)^3 + 3\left(\frac{Z}{\lambda}\right)^2 + 6\left(\frac{Z}{\lambda}\right) + 6 \right], \quad (5)$$

worin $Z = \frac{c_2}{T}$ ist. Nach der Methode der kleinsten Quadrate erhält ÅNGSTRÖM auf Grund der Beobachtungen:

$$c_1 = 0{,}0160; \qquad Z = 7{,}85.$$ [1]

Folgende Tabelle zeigt die Übereinstimmung der beobachteten und der auf Grund der WIENschen Formel berechneten Werte für L_λ:

λ	$L_\lambda \cdot 10^8$ in g-cal. beob.	$L_\lambda \cdot 10^8$ in g-cal. ber.
0,75	18,7	18,46
0,70	10,4	10,67
0,65	5,44	5,46
0,60	2,61	2,51
0,55	1,17	0,97
0,50	0,34	0,30

Energieverlust des Strahlers.

Die in den vorstehenden Abschnitten besprochenen Messungen bezogen sich vornehmlich auf die Strahlungsabgabe eines auf konstanter Temperatur ge-

[1] Vgl. dazu E. HERTZSPRUNG, Phys. Z. **5**, 634, 1904; Z. wiss. Phot. **3**, 178, 1905.

haltenen Körpers. Untersuchungen über den Energieverlust eines in Abkühlung begriffenen Strahlers auf Grund der neueren Strahlungsgesetze liegen noch nicht vor. Bekanntlich beruht auf der Beobachtung der Abkühlungsgeschwindigkeit von Körpern mit gleicher Oberflächengröße und -beschaffenheit eine Methode zur Bestimmung der spezifischen Wärme (sog. »Abkühlungs-«, »Erkaltungs-« oder »Strahlungsmethode«). Die Form des Strahlungsgesetzes ist für die rechnerische Behandlung dieser Methode ohne Belang, da sie aus der Endformel herausfällt. (Vgl. F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, X. Aufl., 1905, S. 203; WIEDEMANN-EBERT, Physikal. Praktikum, V. Aufl., 1904, S. 197.)

Beziehungen zwischen den Strahlungsgesetzen.

Die theoretische Ableitung des STEFAN-BOLTZMANNschen, sowie des WIEN-PLANCKschen Gesetzes kann in diesem Buche nicht gegeben werden, doch wollen wir auf die engeren Beziehungen zwischen den einzelnen Formeln hinweisen.[1]

Die PLANCKsche Formel ist, wie wir sahen, die Gleichung für die Isothermen; die Quadratur einer Isotherme liefert die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers bei der betreffenden Temperatur. Integrieren wir die PLANCKsche Formel, so erhalten wir (vgl. dazu Formel 5 auf S. 62):

$$S = \int_0^\infty S_\lambda d\lambda = c_1 \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5} d\lambda}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

$$= c_1 \int_0^\infty \lambda^{-5} \left(e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} + e^{-2\frac{c_2}{\lambda T}} + e^{-3\frac{c_2}{\lambda T}} \cdots \right) d\lambda \qquad \frac{6\, c_1 T^4}{c_2^4} \cdot 1{,}0823 = C T^4, \quad (1)$$

also das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz.

Die Isotherme zeigt bei einer bestimmten Wellenlänge λ_m ein Maximum; bilden wir also den Differentialquotienten $\frac{d S_\lambda}{d\lambda}$ und setzen diesen $= 0$, so ist in dem entstandenen Ausdruck $\lambda = \lambda_m$; auf diese Weise ergibt sich die Beziehung

$$5 \quad \frac{c_2}{\lambda_m T} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda_m T}}}; \qquad (2)$$

diese Bedingung wird erfüllt, wenn

$$\frac{c_2}{\lambda_m T} = 4{,}965, \text{ also } \lambda_m T = \frac{c_2}{4{,}965} = A$$

ist; dies ist das erste WIENsche Gesetz. Man erkennt, daß c_2 von der Versuchsanordnung unabhängig ist (siehe S. 26), die experimentell gefundenen Werte

$$A = 2940, \quad c_2 = 14\,600 \quad (\lambda \text{ in } \mu)$$

entsprechen der Forderung in Gl. 2.

Schreiben wir die PLANCKsche Gleichung für S_m, so ergibt sich

$$S_m = \frac{c_1}{\lambda_m^5 \left(e^{\frac{c_2}{A}} - 1 \right)},$$

[1] Siehe M. PLANCK, D. A. 1, 719, 1900; 4, 553, 6, 818, 1901; Theorie d. Wärmestr. J. A. Barth, 1906; ferner H. KAYSER, Handb. Bd. II, Kap. 2; P. DRUDE, Lehrbuch der Optik Kap. II; W. VOIGT, Thermodynamik Bd. II, Kap. 3 (Sammlung Schubert, Leipzig, Göschen) 1904.

und wenn wir beiderseits mit T^{-5} multiplizieren,

$$S_m T^{-5} = \frac{c_1}{A^5\left(e^{\frac{c_2}{A}} - 1\right)} = B, \tag{3}$$

also das zweite WIENsche Gesetz.

Aus den Gl. 1 und 3 lassen sich die von der Versuchsanordnung abhängigen Konstanten c_1 und B unter Zugrundelegung des KURLBAUMschen Wertes $C = 1{,}28 \cdot 10^{-12}$ g-cal. für absolute Messungen berechnen; es ist

$$c_1 = \frac{1{,}28 \cdot 10^{-12} \cdot 14600^4}{6 \cdot 1{,}0823} = 8952, \tag{4}$$

$$B = \frac{8952}{2940^5\,(e^{4{,}965} - 1)} = 2{,}864 \cdot 10^{-16}. \tag{5}$$

Für absolute Berechnungen haben wir demnach folgende, auf cm², Sek., und μ bezogene hemisphärische Strahlungsgleichungen:

$$S = 1{,}28 \cdot 10^{-12} \cdot T^4 \text{ g-cal.} \tag{6a}$$

$$S_\lambda = \frac{8925\,\lambda^{-5}}{e^{\frac{14600}{\lambda T}} - 1} \quad \text{g-cal.} \tag{6b}$$

$$S_m = 2{,}86 \cdot 10^{-16}\, T^5 \quad \text{g-cal.} \tag{6c}$$

Man beachte, daß nur S eine eigentliche Energiemenge bedeutet, während S_λ und S_m Differentialquotienten darstellen.

Räumliche Dichte der Strahlung. Ist $S_T = \pi s_T$ (vgl. S. 13) die hemisphärische absolute Strahlung von 1 cm² des schwarzen Körpers bei der Temperatur T, so bezeichnet man die Größe

$$\mathfrak{U} = \frac{4\pi s_T}{v} = \frac{4 S_T}{v}, \tag{7}$$

worin v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, als »räumliche Dichte« der schwarzen Gesamtstrahlung bei der absoluten Temperatur T. Daraus berechnet sich die »räumliche Dichte« bei 1° abs. zu $7{,}14 \cdot 10^{-15}$ erg. (Vgl. S. 58 u. 61.)

Analog ist die räumliche Dichte der monochromatischen Strahlung von der Wellenlänge λ, wenn die hemisphärische Strahlung S_λ ist, gegeben durch den Ausdruck

$$\mathfrak{U}_\lambda = \frac{4 S_\lambda}{v}; \tag{7a}$$

für diese Größe hat M. PLANCK folgende, die Bedeutung der Konstanten c und c_2 näher illustrierende Gleichung entwickelt:

$$\mathfrak{U}_\lambda = \frac{8\pi v h}{\lambda^5\left(e^{\frac{v h}{k \lambda T}} - 1\right)}; \tag{7b}$$

h und k sind Naturkonstanten, welche in absolutem Maße auf Grund d. Gleichungen $A = 0{,}294$ cm-grad und $C = 3{,}06 \cdot 10^{-20}\,\frac{\text{erg}}{\text{sek}}$ von M. PLANCK zu

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ erg sek},$$

$$k = 1{,}346 \cdot 10^{-16}\,\frac{\text{erg}}{\text{grad}}$$

berechnet wurden. Es ist also

$$c_1 = 2\pi v^2 h, \qquad c_2 = \frac{v h}{k}. \tag{7c}$$

Der sichtbare Teil der Strahlung.

Die Lehre von der Temperaturstrahlung ist für ein äußerst wichtiges Kapitel der angewandten physikalischen Chemie, für die **Beleuchtungstechnik**, von größter Bedeutung. Ein späterer Abschnitt soll einige Ausführungen über die wichtigsten künstlichen, sowie auch über die natürlichen Lichtquellen vom strahlungstheoretischen Standpunkt bringen. Die Beleuchtungstechnik hat sich dabei naturgemäß ganz besonders mit dem sichtbaren Teil der Strahlung zu befassen, und zwar nicht nur in energetischer, sondern in erster Linie in physiologischer Hinsicht, indem sie die **Helligkeit** dieser Strahlung untersucht. Die Methoden zu derartigen Untersuchungen bilden den Gegenstand der **Photometrie**, mit der wir uns in großen Zügen zu beschäftigen haben. Als Grundlagen für die Photometrie müssen wir einige Ausführungen über gewisse Gebiete der **physiologischen Optik**[1] geben, speziell über die Farbe der einzelnen Spektralgebiete, über deren Helligkeit und über die Grenzen ihrer Wahrnehmbarkeit, über die Grundlagen der Lehre von den Farbenmischungen u. a. Dabei muß sich an dieser Stelle die Darstellung vorwiegend auf das tatsächliche Material beschränken; die theoretisch-photochemische Seite der Gesichtsempfindungen kann ausführlicher erst im Kapitel »**Photochemie**« Berücksichtigung finden.

Die Farben der einzelnen Spektralgebiete. „Einfache Lichter".

Das sichtbare Spektrum wird von den Wellenlängen λ ca. 0,81 μ und λ ca. 0,38 μ (siehe S. 66) begrenzt. Daß wir den »ultraroten« und den »ultravioletten« Teil des Spektrums nicht zu sehen vermögen, ist folgendermaßen zu erklären: Die Netzhaut des Auges darf als lichtempfindliches chemisches System angesehen werden; die in ihr sich abspielenden photochemischen Prozesse bewirken die Lichtempfindung; die Netzhaut ist aber gerade so, wie andere durch Licht veränderliche Substanzen, wie z. B. das Chlorsilber, für ein begrenztes Spektralgebiet empfindlich. Die Absorption der ultraroten bzw. ultravioletten Strahlen in den Medien des Auges ist von untergeordneter Bedeutung.

Wie man sich die Erregung der mannigfaltigen Farbenempfindungen erklären kann, soll an späterer Stelle zur Besprechung gelangen; hier mag nur kurz die Verteilung der Farben im Spektrum durch Fig. 25 angedeutet werden. I ist ein normales Gitterspektrum, II ein Prismenspektrum von gleicher Dispersion und Länge.

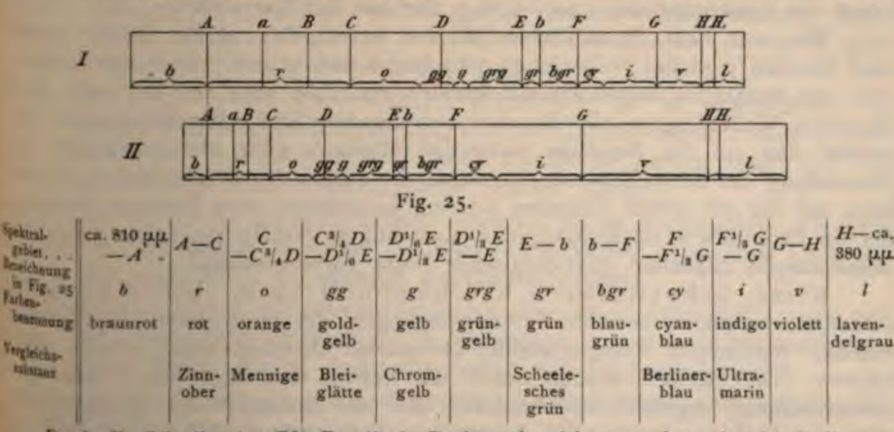


Fig. 25.

Spektralgebiet, Bezeichnung in Fig. 25	ca. 810 μμ — A	A—C	C — $C^3/_4 D$	$C^3/_4 D$ — $D^1/_6 E$	$D^1/_6 E$ — $D^1/_3 E$	$D^1/_3 E$ — E	E—b	b—F	F — $F^1/_3 G$	$F^1/_3 G$ — G	G—H	H—ca. 380 μμ
	b	r	o	gg	g	grg	gr	bgr	cy	i	v	l
Farbenbenennung	braunrot	rot	orange	goldgelb	gelb	grüngelb	grün	blaugrün	cyanblau	indigo	violett	lavendelgrau
Vergleichssubstanz		Zinnober	Mennige	Bleiglätte	Chromgelb		Scheelesches grün		Berlinerblau	Ultramarin		

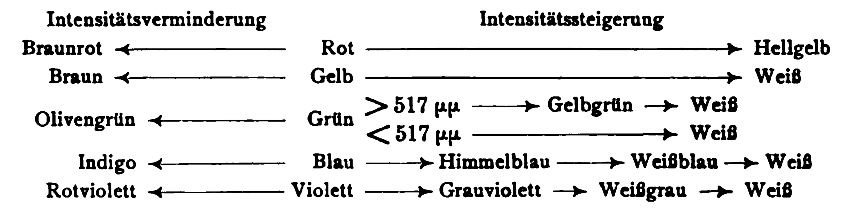
Durch die Schreibweise $C^3/_4 D$ soll ein Punkt x bezeichnet werden, der der Bedingung $Cx : CD = 3 : 4$ genügt.

[1] Siehe dazu H. VON HELMHOLTZ, Handbuch der Physiologischen Optik, II. Aufl. Hamburg 1896 (L. Voss). W. NAGEL, Handbuch der Physiologie der Sinne, Bd. III, 1. Hälfte. Kapitel: Die Gesichtsempfindungen; bearbeitet von J. VON KRIES. Braunschweig 1904 (Fr. Vieweg). FR. SCHENCK und A. GÜRBER, Physiologie des Menschen, III. Aufl. Stuttgart, F. Enke, 1904.

Der Fig. 25 und der Tabelle sind die Bezeichnungen von H. VON HELMHOLTZ zugrunde gelegt; zur Orientierung sind einige von ihm genannte Vergleichssubstanzen angeführt.

Hat man ein Spektrum von geringer linearer Größe, so sind die oben genannten Farbentöne keineswegs alle deutlich zu erkennen; bei einem sehr schmalen prismatischen Spektrum unterscheidet man vornehmlich nur Rot, Grün, Blau und Violett. Die langwellige Endstrecke von ca. 810 $\mu\mu$—A, das Braunrot (Brückesches Braun) ist nur bei Abblendung des übrigen Spektrums durch eine Rotscheibe (eventuell + einem blauen Kobaltglas) zu beobachten; ebenso ist das brechbarste Ende des wahrnehmbaren Spektrums von H — ca. 380 $\mu\mu$, das Lavendelgrau, nur bei Einschaltung eines dunkelblauen Glases erkennbar; wahrscheinlich wirkt bei der Wahrnehmung des Lavendelgrau die Fluoreszenz der Augenmedien und der Netzhaut mit. Für gewöhnlich reicht das sichtbare Gebiet von 760—400 $\mu\mu$.

Nuancenänderungen finden vornehmlich nur zwischen den Grenzen 0,67 μ und 0,43 μ statt; jenseits dieser Wellenlängen ändert sich lediglich die Intensität des Rot bzw. Violett. — Die den einzelnen Spektralgebieten zugeschriebene spezielle Farbe kommt ihnen nur innerhalb gewisser, allerdings sehr weiter Grenzen der Intensität zu; wird diese sehr stark variiert, so ändert sich das Aussehen der einfachen Lichter nach folgendem Schema:



Im gewöhnlichen Leben bezeichnet man höhere Farbenintensitäten meist durch die Vorsilbe »hell«, geringere Intensitäten durch »dunkel« (hellblau, dunkelblau). (Vgl. dazu den Abschnitt »Farbenmischung«.)

Die Empfindlichkeit des Auges.

Wir haben nun die Frage zu beantworten, unter welchen Bedingungen überhaupt das Spektralgebiet 0,40—0,76 μ für uns sichtbar wird.

Wie aus dem PLANCKschen Gesetz hervorgeht, sendet jeder »warme« Stoff Strahlen jeglicher Wellenlänge zwischen 0 und ∞ aus.[1] Die dem sichtbaren Teil des Spektrums angehörenden Strahlen erreichen aber erst bei einer für die einzelnen Wellenlängen und für den betreffenden Stoff charakteristischen Temperatur den auf die Netzhaut wirkenden Minimal- oder »Schwellenwert«. Die Feststellung der Schwellenwerte ist durch die eigenartige Beschaffenheit der Netzhaut, auf die wir später eingehen werden, kompliziert; zum besseren Verständnis der für Photometrie, Spektroskopie u. a. wichtigen Verhältnisse seien einige kurze Bemerkungen allgemein physiologischer Natur vorhergeschickt.

Reize, Schwellenwerte und Empfindlichkeit. Unsere Sinnesorgane enthalten »periphere« sensible Nervenendigungen, die durch gewisse Einflüsse (Einwirkung bestimmter Energieformen, chemischer Agenzien etc.) gereizt werden können. Die »Reize« werden durch die Nerven dem nervösen »Zentralorgan« (Großhirnrinde) zugeführt und bewirken dort das Zustandekommen einer Empfindung. Adäquate Reize eines bestimmten Sinnesorgans sind solche Reize, für deren Aufnahme das Organ speziell gebaut ist, und die es gewöhnlich erregen. Inadäquate Reize sind dagegen solche, für die das Organ nicht angepasst ist,

[1] Diese Ansicht hat bereits F. DE LA PROVOSTAYE ausgesprochen. Ann. chim. phys. (3) 67, 5, 1863.

sie rufen jedoch die nämliche Empfindungsart hervor, wie die adäquaten Reize. (Gesetz von JOHANNES MÜLLER.) Für die Netzhaut sind die Strahlen des sichtbaren Spektrums adäquate, dagegen mechanische, elektrische Reizungen, Einwirkung von Röntgen- und Becquerelstrahlen inadäquate Reize.

Damit ein Reiz wahrgenommen werden kann, muß er einen bestimmten Minimal- oder »Schwellenwert« erreicht haben; ebenso ist zur Erkennung eines Unterschiedes zwischen zwei Reizen die Überschreitung der »Unterschiedsschwelle« notwendig. Die folgende Zusammenstellung gibt eine kurze Charakterisierung der verschiedenen Arten von »Schwellen«.

1. Einfache Schwellen. (FECHNERS Reizschwellen.) Auf ein Sinnesorgan wirkt ein Reiz; es sind zu unterscheiden

a) die generelle Schwelle, d. h. die geringste Stärke des Reizes, welche überhaupt wahrgenommen werden kann (Wahrnehmung der Lichtempfindung als solche); sie kann durch Steigerung des Reizes vom Nullwert an aufwärts, oder durch Schwächung des Reizes von einem merklichen Wert abwärts aufgesucht werden (Aufstieg- und Abstiegschwelle).

b) die spezifische Schwelle, d. h. die geringste Reizintensität, bei welcher die Art des Reizes spezifiziert werden kann (Erkennung der Farbe. Man kann hier noch weiter trennen: 1. spezifische Schwelle für die Wahrnehmung, daß das Licht überhaupt farbig ist; 2. spezifische Schwelle für die Wahrnehmung, welche Farbe das Licht besitzt.)

2. Unterschiedsschwellen. Auf das Sinnesorgan wirken zwei Reize: es ist festzustellen, wie groß der Unterschied beider sein muß, damit sie noch als verschieden erkannt werden; d. h. es ist der »eben merkliche Unterschied« aufzusuchen. Dies geschieht meist durch Ermittelung des »mittleren Fehlers«, den man bei der Einstellung auf Gleichheit der beiden Reize macht. Wir wollen gleich für die Gesichtswahrnehmung spezifizieren und unterscheiden

a) die generelle Unterschiedsschwelle,

α) bei gleichartigen Lichtern: es ist festzustellen, um welchen Intensitätsbetrag, »eben merklichen Reizzuwachs«, sich zwei derartige Lichter unterscheiden müssen, damit sie als verschieden erkannt werden;

β) bei ungleichartigen Lichtern: es ist festzustellen, um welche Wellenlängendifferenz, um welchen Betrag an einer beigemischten Farbe oder dergl. zwei Lichter sich unterscheiden müssen, damit sie überhaupt als verschieden erkannt werden;

b) die spezifische Unterschiedsschwelle: es ist festzustellen, um welche Wellenlängendifferenz (etc.) sich zwei Lichter unterscheiden müssen, damit der Farbenunterschied genau angegeben werden kann; die Verschiedenheit soll »ihrer Art nach« erkannt werden;

c) die zeitliche Unterschiedsschwelle: es ist festzustellen, wie groß das Zeitintervall zwischen der Einwirkung zweier bestimmter Lichtreize sein muß, damit sie getrennt empfunden werden;

d) die räumliche Unterschiedsschwelle: es ist festzustellen, wie weit zwei bestimmte Lichtquellen in gegebener Entfernung voneinander getrennt liegen müssen, damit sie einzeln wahrgenommen werden.

Man setzt die absolute Empfindlichkeit eines Sinnes dem betreffenden Schwellenwert umgekehrt proportional; bisweilen interessieren weniger die absoluten Werte, als die relativen Empfindlichkeiten (z. B. die des Auges für die verschiedenen Spektralfarben). Die generelle Unterschiedsempfindlichkeit wird durch das Verhältnis des eben merklichen Reizzuwachses zum bereits vorhandenen Reiz angegeben. (Vgl. S. 79, Anm. 2.) In den anderen Fällen führt man direkt die Schwellenwerte an.

Die beiden Sehapparate. (J. VON KRIESsche Duplizitätstheorie.)

Die Netzhaut besitzt zwei verschiedene Arten lichtempfindlicher Organe: 1. die Stäbchen (bacilli) und 2. die Zapfen (coni). Diese beiden Organe haben sehr verschiedene Eigenschaften: Die Stäbchen empfinden nur Helligkeits-, aber keine Farbunterschiede, sie sind aber (wenigstens für schwache Lichtintensitäten) weit empfindlicher als die Zapfen. Da die Stäbchen das Sehen bei sehr geringer Helligkeit vermitteln, können wir sie als den »farbenblinden Dunkelapparat« bezeichnen. Im Gegensatz zu diesem Organ stehen die Zapfen, welche erst durch größere Lichtintensitäten erregt werden und farbenempfindlich sind; wir wollen sie den »farbentüchtigen Hellapparat« nennen.

Die Netzhautgrube (fovea centralis) und ein Teil des gelben Fleckes (macula lutea) enthalten nur Zapfen; die übrige Netzhaut besitzt dagegen sowohl Zapfen wie Stäbchen, und zwar nimmt nach dem Rand der Netzhaut die Zahl der Stäbchen derart zu, daß diese in den peripheren Partien die Zäpfchen fast ganz verdrängen. Beim direkten Sehen, »Fixieren« eines genügend kleinen Objekts mit der Netzhautgrube (zentrisches, foveales Sehen) sind die Stäbchen ausgeschaltet; beim indirekten, exzentrischen, peripheren Sehen treten außer den Zapfen auch die Stäbchen in Wirksamkeit, und zwar um so mehr, je exzentrischer das Bild auf der Netzhaut liegt; dementsprechend ändert sich das Farbenwahrnehmungsvermögen. Bei genügend geringer Helligkeit werden überhaupt nur die Stäbchen erregt, und wir empfinden lediglich farblose Helligkeitsunterschiede; versuchen wir dann ein sehr kleines leuchtendes Objekt (Gesichtswinkel $< 1^0$) mit der stäbchenfreien fovea zu fixieren, so verschwindet es völlig für unsere Wahrnehmung, während es bei peripherem Sehen deutlich zu erkennen ist. Diese Tatsache läßt sich nach O. LUMMER[1] sehr leicht mittels dreier starkfadiger ca. $1^1/_2$ m voneinander entfernter und aus größerer Entfernung betrachteter Glühlampen demonstrieren, deren Strom man langsam bis Null abschwächen kann.

Ist die Helligkeit des betrachteten Gegenstandes so groß, daß die Zapfen etwas erregt werden, so erscheint das Objekt (z. B. ein dunkelrot glühendes Platinblech, eine kleine bläuliche Flamme etc., siehe O. LUMMER, l. c.) beim Fixieren farbig und scharf begrenzt; sowie man aber daran vorbei schaut, zeigt es eine größere Helligkeit, weißlichen Glanz und unscharfe Konturen. (Wettstreit der beiden Sehapparate.) Ist die Helligkeit eines kleinen Gegenstandes (z. B. eine sehr schwach erleuchtete Stelle in einem dunkelen Raum) so gering, daß nur die Stäbchen erregt werden, so verschwindet das Objekt bei direktem Fixieren; das Auge nimmt dann eine etwas andere Sehrichtung an, wobei der Gegenstand peripher wahrgenommen wird; dann folgt es wieder dem Bestreben, das Objekt foveal zu fixieren, und dieses Spiel

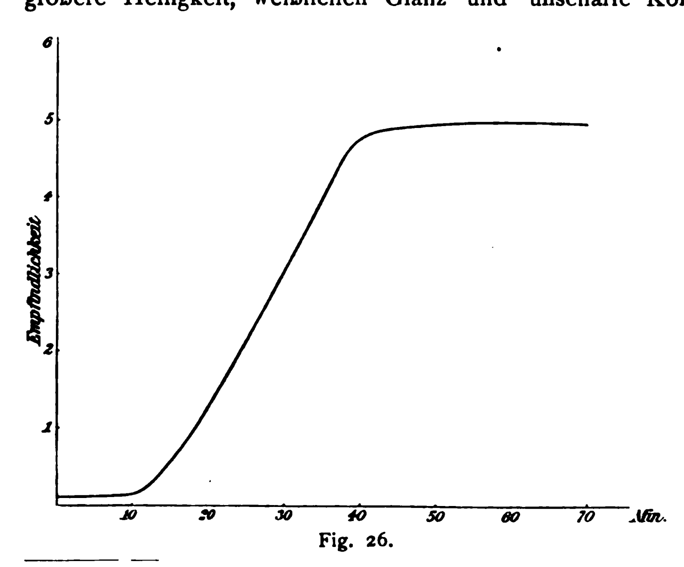


Fig. 26.

[1] Verh. Deutsch. Phys. Ges. 6, 62, 1904.

wiederholt sich beständig, wodurch das schwache Licht intermittierend oder zitternd erscheint (Gespenstersehen).

Die Lichtempfindlichkeit der Netzhaut wird durch längeres Verweilen im Dunkeln wesentlich erhöht. Diese »Dunkeladaptation« hat einen sehr großen Betrag für die Stäbchen, einen weit geringeren für die Zapfen; die Empfindlichkeitssteigerung des Auges im Dunkeln ist also im zentralen Gebiet eine verhältnismäßig kleine, nimmt aber nach der Peripherie immer mehr zu. Die Dunkeladaptation wächst in den ersten 10 Minuten sehr langsam, dann bis zu 30—50 Minuten sehr schnell, nachher wieder langsam. (Siehe Fig. 26.)

Außer von der Wellenlänge, von dem Grad der Dunkeladaptation und von der Lage der getroffenen Stelle auf der Netzhaut, hängt der Schwellenwert noch von dem Gesichtswinkel, unter welchem das Objekt gesehen wird, sowie auch von der Einwirkungsdauer des Lichteindruckes ab. Um einen ungefähren Begriff von den Schwellenwerten des gelblichen Lichtes einer Hefnerkerze für den Dunkel- sowie den Hellapparat bei guter Dunkeladaptation zu geben, sei angeführt, daß nach A. PERTZ[1] für kleine Objekte (Gesichtswinkel $0{,}3^0$) die Grenze der fovealen Sichtbarkeit bei $\frac{1}{33}$ M. H. K., der peripheren Sichtbarkeit bei $\frac{1}{2200}$ M. H. K. liegt; größere Objekte haben noch niedrigere Schwellen. Im Energiemaß ausgedrückt soll der Schwellenwert nach S. P. LANGLEY[2] und nach M. WIEN[3] die Größenanordnung 10^{-8} erg pro Sekunde haben. Natürlich kommt es ganz außerordentlich auf die spektrale Natur des Lichtes an; ausführliche Untersuchungen zur Festlegung der Schwellen in energetischem Maß stehen noch aus. Wir besitzen aber eine Reihe ausgezeichneter Arbeiten über die Empfindlichkeitsverhältnisse des Dunkel- sowie des Hellapparates, deren Hauptergebnisse kurz geschildert werden sollen.

Die generellen Schwellen; spektrale Empfindlichkeit des Dunkelapparates.

Die absolute spektrale Empfindlichkeit des Dunkelapparates variiert sehr mit den Individuen und mit der momentanen Disposition des einzelnen Individuums. Die Tab. 14 enthält einige den Untersuchungen von A. PFLÜGER[4] entnommene Zahlen, welche der Empfindlichkeit der Beobachter für die angegebene Wellenlänge umgekehrt proportional sind, indem sie die Spaltbreiten s (in hundertstel Millimetern) eines Spektrophotometers angeben, bei denen für die einzelnen Wellenlängen der Schwellenwert des Beobachters erreicht war.

Tabelle 14.

$\lambda = 510\ \mu\mu$.

Beobachter		s	Beobachter		s
La.	I	0.78	G.	I	0,15
	II	0,11		II	0,16
Ha.	I	0,18		III	0,16
	II	0,075		IV	0,16
	III	0,051		V	0,17
K.	I	0,052		VI	0,087
	II	0,039	M.	I	0,21
A.	I	0,096		II	0,35
	II	0,042		III	0,58
	III	0,040		IV	0,44

[1] Dissertation, Freiburg 1896. — [2] Nach L. DRESSEL, Lehrb. d. Physik, 2. Aufl., S. 950, 1900. — [3] Dissertation, Berlin 1888. — [4] D. A. 9, 185, 1902.

Die relative spektrale Empfindlichkeit des Dunkelapparats ist von H. Ebert,[1] A. König[2] und besonders von A. Pflüger[3] untersucht worden. Die Methode von H. Ebert, A. König und A. Pflüger war in großen Zügen die folgende: In dem Spektrum einer konstant brennenden Lichtquelle (Triplex-Gasbrenner bzw. Nernstlampe) wurden gleich breite Spektralstreifen so lange durch Spaltverengung oder desgl. geschwächt, bis bei vollkommener Dunkeladaptation die Lichtempfindung verschwand. Ferner wurde die Energieverteilung in dem verwendeten Spektrum ermittelt (bei H. Ebert u. A. König durch Berechnung nach S. 39, Gl. 5, bei A. Pflüger durch direkte Messung mit der Thermosäule); die Lichtempfindlichkeit $\mathfrak{h}_\lambda$ der Stäbchen ist für eine bestimmte Spektralstelle umgekehrt proportional dem Produkt aus »gleichwertiger« Spaltbreite b_λ und Energie S_λ; den Proportionalitätsfaktor wählt man so, daß

$$\mathfrak{h}_\lambda = \frac{K}{b_\lambda S_\lambda}$$

für das Gebiet größter Helligkeit 1 wird. Die reziproken Werte $\frac{1}{\mathfrak{h}_\lambda}$ (und deren Vielfache) bezeichnet man als »gleichwertige Energiemengen«; sie üben auf das Auge gleichstarke Reize aus. Die Tab. 15 gibt einige Reihen von $\mathfrak{h}_\lambda$-Werten der genannten Beobachter; es muß dabei ausdrücklich betont werden, daß sowohl einzelne Augen sehr verschiedene Empfindlichkeitskurven geben, wie auch ein bestimmtes Auge zu verschiedenen Zeiten erhebliche Unterschiede der Zahlenverhältnisse, selbst verschiedene Lage des Maximums erkennen läßt. Besonders bemerkenswert ist auch die Tatsache, daß unter den von A. Pflüger untersuchten Personen mehrere immer, einige bisweilen ein ausgesprochenes Doppelmaximum der Empfindlichkeit haben. (Absorption im gelben Pigment?) Von den zahlreichen Messungsergebnissen A. Pflügers sind in die Tabelle nur die von 4 Beobachtern erhaltenen Zahlen aufgenommen.

Tabelle 15.

H. Ebert.

λ (μμ) / Beobachter	675	590	530	500	470
E.	0,03	0,060	1	0,50	0,25
S.	0,04	0,066	1	0,77	0,33

A. König.

λ (μμ) / Beobachter	670	650	625	605	590	575	555	535	520	505	490	470	450	430
A. K.	0,00019	0,00047	0,0038	0,015	0,045	0,12	0,36	0,75	0,98	1	0,86	0,50	0,23	0,047
R. R.	0,00017	0,00056	0.0048	0,019	0,033	0,12	0,33	0,60	0,83	1	0,75	0,50	0,26	0,059

A. Pflüger.

λ (μμ) / Beobachter		717	671	639	609	583	561	542	525	510	495	483	472	461	452	443	435	428	421	413
La.	Mittel	0,00004	0,00032	0,00094	0,009	0,063	0,16	0,44	1	0,93	0,66	0,57	0,52	0,43	0,23	0,30	0,13	0,09	0,037	0,02
G.	Mittel	0,00004	—	0,0011	—	0,097	—	0,28	0,59	0,88	1	0,44	0,40	0,32	—	0,25	—	0,069	—	0,015
M.	Mittel	0,00003	—	0,0021	—	0,058	—	0,37	1	0,78	0,66	0,79	0,78	0,59	—	0,44	—	0,049	—	0,017
K.	I	—	—	—	—	—	—	—	0,69	0,80	1	0,17	0,24	0,21	—	0,097	—	—	—	—
K.	II	—	—	—	—	—	—	0,39	0,74	1	0,92	0,35	0,31	0,24	—	0,095	—	—	—	—

Den in Tab. 15 mitgeteilten Zahlen, insbesondere den Messungen A. Pflügers können wir folgende Hauptergebnisse entnehmen: Die spektrale Empfindlichkeitskurve des Dunkelapparates hat für ein normales Spektrum mit konstanter Energieverteilung (»isenergetisches« Spektrum) ein Maximum zwischen 495 μμ und 525 μμ.

1 W. A. 33, 136, 1888. — 2 Beiträge zur Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane. Festschrift für H. von Helmholtz, Hamburg 1891 (L. Voß), S. 309. — 3 D. A. 9, 185, 1902. Andere Literatur siehe bei J. von Kries, Nagels Handbuch, l. c., S. 172.

Häufig zeigt sich ein zweites Maximum zwischen 470 $\mu\mu$ und 500 $\mu\mu$ (meist bei ca. 485 $\mu\mu$). Die Empfindlichkeit für das Rot der Wellenlänge 717 $\mu\mu$ kann den 33000ten, diejenige für das Violett der Wellenlänge 413 $\mu\mu$ den 60ten Teil des Wertes im Grün betragen.

Die spezifischen Schwellen; spektrale Empfindlichkeit des Hellapparates.

Die exakteste Untersuchung über die absolute wie über die relative spektrale Empfindlichkeit der Zapfen würde in der Weise auszuführen sein, daß die Bilder der Vergleichsobjekte nur die fovea und eventuell den stäbchenfreien Teil der macula bedecken. Derartige Untersuchungen scheinen noch nicht in größerem Umfang vorzuliegen, sind aber auch für unsere Betrachtungen von keiner sonderlichen Bedeutung, da bei photometrischen Vergleichungen oberhalb der spezifischen Schwelle — abgesehen von der Sternphotometrie und wenigen anderen Fällen — die Helligkeitswahrnehmung gleichzeitig von Zapfen und Stäbchen vermittelt wird. Die folgenden Erörterungen über die Helligkeitswerte der Farben des Auges beziehen sich dementsprechend auf gleichzeitige Erregung des Hell- und des Dunkelapparates; die bei sehr hohen Intensitäten erhaltenen Zahlen stehen übrigens den für den Hellapparat gültigen jedenfalls sehr nahe. Die ausführlichsten Messungen über diesen Gegenstand rühren von A. König[1] und seinen Mitarbeitern her.

Es handelt sich bei derartigen Untersuchungen um eine der schwierigsten physikalischen Aufgaben: um die Helligkeitsvergleichung verschiedenfarbiger Felder: die »heterochrome Photometrie« gestattet, wie man durch einfache Versuche erkennen kann, bei weitem nicht die Genauigkeitsgrade der »isochromen Photometrie«. A. König verglich mit Hilfe einer spektrophotometrischen Vorrichtung die Helligkeit zahlreicher schmaler Spektralgebiete (in einem Dispersionsspektrum) mit einem Feld, dessen Farbe der Wellenlänge $\lambda = 535$ $\mu\mu$ entsprach. Die Vergleichung wurde bei verschiedenen »Helligkeitsstufen« durchgeführt, d. h. die Intensität des Vergleichtsfeldes sowie des Spektrums variierte von sehr kleinen bis zu sehr großen Werten. Das Vergleichsfeld seinerseits wurde auf eine geeignete Helligkeitseinheit bezogen; als solche hat A. König die von einer W. von Siemensschen Platinlampe auf einer mit Magnesiumoxyd überzogenen Fläche im Abstand von 1 m hervorgerufene Helligkeit gewählt; da die Siemenseinheit gleich 0,1 Violle, und 1 Violle gleich 22,8 Hefnerkerzen und da ferner die Königsche Einheit durch ein Diaphragma von 1 mm² gesehen wurde, der Pupillendurchmesser beim Betrachten einer Fläche von der Beleuchtung 1 Meterhefnerkerze ca. 3 mm beträgt, so ist die

$$\text{Königsche Einheit} = \frac{2{,}28}{\left(\frac{3}{2}\right)^2 \pi} = 0{,}323 \text{ Meterhefnerkerzen.}^{2}$$

Demnach folgen für das Spektralgebiet $\lambda = 535$ $\mu\mu$ in den einzelnen Stufen ungefähr die nachstehend verzeichneten Helligkeiten:

Helligkeitsstufe	KÖNIGsche Einheiten	Meterhefnerkerzen
S (Reizschwelle) . .	0,00024	0,00008
A	0,00225	0,00072
B	0,0360	0,012
D	2,30	0,74
H	590,4	191

Um die Helligkeitskurven für konstante Energieverteilung zu erhalten, wurde (vgl. S. 70) die Helligkeit $\mathfrak{H}_\lambda$ jedes untersuchten Spektralgebietes umgekehrt pro-

[1] l. c., S. 70. — [2] Vgl. E. Hertzsprung, Z. wiss. Phot. 3, 468, 1906.

portional dem Produkt aus »gleichwertiger« Spaltbreite b_λ und Energie S_λ gesetzt und der Proportionalitätsfaktor in den einzelnen Reihen so gewählt, daß sich

$$\mathfrak{H}_\lambda = \frac{K}{b_\lambda S_\lambda}$$

für das Spektralgebiet $\lambda = 535\ \mu\mu$ gleich 1 ergab. Die Berechnung von S_λ geschah nach S. 39. Die für die Helligkeitsstufen A, B, D, H, auf diese Weise von A. König berechneten resp. aus seinen (teils von ihm direkt beobachteten, teils als Mittel aus den Versuchsreihen verschiedener Beobachter erhaltenen) Zahlen sich ergebenden Helligkeitswerte sind in Tab. 16 unter a) eingetragen; unter b) sind sie auf das Helligkeitsmaximum als Einheit bezogen. Der Vollständigkeit halber sind auch die Werte für die Reizschwelle S (also den Dunkelapparat) mit angegeben.

Tabelle 16.

	a)					b)				
Helligkeitsstufe λ (μμ)	*S* (Reizschwelle)	*A*	*B*	*D*	*H*	λ (μμ)	*S*	*A*	*D*	*H*
670	0,00027	0,0005	0,0026	0,017	0,066	670	0,00018	0,00034	0,016	0,057
650	0,00075	0,0015	0,0081	0,058	0,27	650	0,00051	0,0010	0,056	0,24
625	0,0063	0,0093	0,03	0,18	0,62	625	0,0043	0,0064	0,17	0,54
605	0,019	0,034	0,06	0,29	0,92	605	0,013	0,023	0,28	0,80
590	0,057	0,087	0,12	0,43	1,02	590	0,039	0,060	0,41	0,89
575	0,17	0,21	0,26	0,51	1,04	575	0,12	0,14	0,49	0,90
555	0,51	0,55	0,62	0,77	1,15	555	0,35	0,38	0,74	1
535	1	1	1	1	1	535	0,68	0,69	0,96	0,87
520	1,33	1,32	1,24	0,995	0,77	530	—	—	1	—
505	1,47	1,43	1,29	0,89	0,46	520	0,91	0,90	0,96	0,67
490	1,20	1,04	0,88	0,55	0,27	509	—	1	—	—
470	0,74	0,69	0,55	0,36	—	505	1	0,98	0,86	0,40
450	0,36	0,32	0,28	0,15	—	490	0,82	0,71	0,53	0,24
430	0,079	0,089	0,10	0,063	—	470	0,50	0,47	0,35	—
						450	0,25	0,22	0,14	—
						430	0,054	0,061	0,061	—

In anderer Weise hat S. P. Langley[1] die Helligkeitsfaktoren für eine etwa der Stufe B bei A. König entsprechende Intensität ermittelt; er suchte für verschiedene Wellenlängen diejenige Helligkeit auf, bei der das Auge eben noch eine feine Druckschrift lesen konnte. Als Lichtquelle diente die Sonne, deren Energiekurve genau bekannt war. Die $\mathfrak{H}_\lambda$-Werte wurden, wie oben, ermittelt. Die Tabelle 17 gibt die von verschiedenen Beobachtern nach der Langleyschen Methode ermittelten Zahlen.

Tabelle 17.

S. P. Langley.

λ (μμ) Beobachter	768	750	700	650	600	550	500	450	400	380	340
S. P. L.	—	—	0,0056	0,10	0,67	1	0,26	0,06	—	—	—
F. W. V.	0,000001	0,000009	0,00063	0,0045	0,070	0,74	1	0,19	0,013	0,0021	0,0006
B. E. L.	—	0,000004	0,0009	0,0088	0,115	0,62	1	0,37	0,014	0,0003	—
E. M.	—	—	0,0049	0,018	0,24	0,85	1	0,60	0,030	—	—

Ähnliche Untersuchungen hat auch W. Abney[2] ausgeführt.

Die graphische Darstellung der in Tab. 16 mitgeteilten Zahlen gibt das Bild der Fig. 27; im Interesse der Übersichtlichkeit sind die »isenergetischen Helligkeitskurven« nicht durch einen Punkt gelegt, sondern etwas auseinandergerückt. Mit steigender Intensität verschiebt sich das Helligkeitsmaximum

[1] Amer. J. (3) **36**, 359, 1888. — [2] Proc. Roy. Soc. **49**, 509, 1891. Andere Literatur siehe bei H. Kayser, Handb. d. Spektr. II, Kap. 1.

nach Rot unter gleichzeitiger Formänderung der Kurve. Diese Form- und Lageverschiedenheiten der Helligkeitskurven bei verschiedenen Intensitäten sind die Ursache des PURKINJEschen Phänomens:[1] gehen wir von zwei gleichhellen verschiedenfarbigen Lichtern, z. B. von den in Stufe D der Fig. 27 angegebenen Spektralgebieten aus, und schwächen wir die absolute Intensität beider in gleichem Maße, indem wir etwa zur Stufe A übergehen, so erscheint das kurzwellige Licht heller als das langwellige; das umgekehrte ist der Fall, wenn wir die absoluten Intensitäten gleichmäßig erhöhen, also z. B. nach der Stufe H fortschreiten.

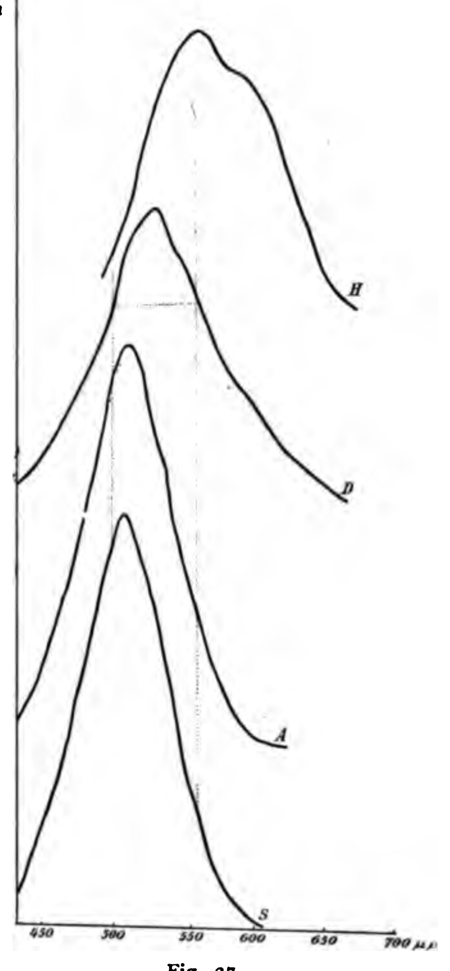


Fig. 27.

Man hat im täglichen Leben oft Gelegenheit, das PURKINJEsche Phänomen zu beobachten, wenn man z. B. Gemälde mit roten und blauen Tönen bei hellem und bei schwachem Licht betrachtet; während im ersteren Fall die roten Farben die blauen an Lichtkraft erheblich übertreffen, unterscheiden sie sich bei geringen Beleuchtungsstärken kaum von schwarz, während die blauen noch deutlich zu erkennen sind.

Untersucht man das Verhalten zweier kurzwelliger Farben (etwa $\lambda = 470\ \mu\mu$ und $440\ \mu\mu$), so muß sich das PURKINJEphänomen umkehren, wie aus Fig. 27 erkannt werden kann. Dies hat A. KÖNIG auch tatsächlich beobachtet.[2]

In der fovea centralis sowie in dem stäbchenfreien Bezirk der macula lutea fehlt das Purkinjephänomen,[3] d. h. es wird für die farbentüchtigen Zapfen die Lage des Maximums für alle Helligkeitsstufen die nämliche und wahrscheinlich auch die Form der Kurve ungeändert bleiben, also $\mathfrak{H}\lambda = f\,(S\lambda)$ für alle Wellenlängen dieselbe Funktion sein. Man darf annehmen, daß die Helligkeitskurve für die Zapfen ziemlich identisch ist mit der für hohe Intensitäten, also mit der von A. KÖNIG für die Stufe H erhaltenen Kurve.

Andererseits geben uns die bei der Reizschwelle gemessenen Werte die Helligkeitskurve für den farbenblinden Stäbchenapparat; auch ihre Form und Lage scheinen von der Intensität unabhängig zu sein. Es scheint naheliegend,[4] die Kurven der zwischen diesen Extremen liegenden Stufen als durch Summation der entsprechenden Stäbchen- und Zapfenkurven entstanden anzusehen; bei geringen Intensitäten wird die Helligkeitsverteilung vornehmlich durch die Stäbchen bedingt, bei höheren Intensitäten machen die Zapfen immer mehr ihren Einfluß geltend und ihre Empfindlichkeit wächst schneller, als die der Stäbchen. Die

---

1 J. PURKINJE, Physiologie der Sinne II, 109, Prag 1823. — 2 Sitzungsber. Akad. Berlin 1897, 871. — 3 Vgl. J. VON KRIES, NAGELS Handb. III, 1. Teil, S. 182, 1904. — 4 Vgl. K. SCHAUM, Z. f. wiss. Phot. 3, 272, 1905.

Verschiebung des Maximums nach Rot mit steigender Intensität wäre auf diese Weise leicht zu erklären.

Demonstration des PURKINJEschen Phänomens und verwandter Erscheinungen (vgl. O. LUMMER, l. c., S. 68). Eine einfache und sehr überzeugende Methode zur Demonstration des PURKINJEschen Phänomens hat O. LUMMER beschrieben. Man sendet ein paralleles Lichtbündel durch zwei zunächst parallele Nicols, dann durch eine runde Öffnung und erzeugt von dieser ein vergrößertes Bild auf einem schwarzen Schirm, der ein Stück rotes und blaues (blaugrünes) Papier trägt. Durch Drehen eines Nicols kann man die Beleuchtung beider farbigen Felder beliebig variieren, wobei das Prävalieren des stärker brechbaren Lichtes bei niederen Intensitäten, dagegen das Überwiegen der langwelligen Farbe bei hohen Intensitäten auch für eine große Beobachterzahl deutlich zu erkennen ist. Macht man durch Auflegen eines schwarzen Kartons mit Ausschnitt die beiden Felder so klein, daß von dem Bild nur die fovea und höchstens der stäbchenfreie Teil der macula bedeckt sind, so verschwindet das PURKINJEsche Phänomen.

Um die Helligkeitsverschiebung im Spektrum bei wechselnder Intensität zu zeigen, verfährt man folgendermaßen: Man entwirft ein Spektrum, das durch Spaltverengung mittels einer Irisblende oder zweier Nicols abgeschwächt werden kann. Man markiert bei verschiedenen Helligkeiten die hellsten Stellen und kann dann zeigen, daß mit abnehmender Intensität das Helligkeitsmaximum sich nach dem blauen Ende verschiebt. Bei sehr geringer Lichtstärke erscheint das Spektrum in seiner ganzen Länge farblos, und — besonders bei Betrachtung mit den stäbchenreichen peripheren Partien der Netzhaut — in weißlichem Glanz. Schwächt man das Licht noch mehr, so bleibt zuletzt nur das Gebiet größter Helligkeit übrig, welches auch zuerst auftritt, wenn man die Intensität von Null an steigen läßt. (Man sehe dazu den nächsten Abschnitt.)

Die Glüherscheinungen.

Die theoretischen Erörterungen über die Helligkeitsverteilung im Spektrum in den vorstehenden Abschnitten bezogen sich auf Spektren mit konstanter Energieverteilung; in der Praxis haben nun aber die Spektren fast ausnahmslos nichtkonstante Energie in den einzelnen Gebieten. Welche Wellenlänge bei der Temperatursteigerung zuerst den Schwellenwert des Dunkelapparates erreicht, hängt also außer von der Form der Empfindlichkeitskurve noch von der Form der Isothermen ab. Kombinieren wir die Energiekurve eines Strahlers bei der Temperatur T mit der Empfindlichkeitskurve der Stäbchen, indem wir gemäß der Beziehung

$$J_\lambda = J_{0\lambda} \frac{S_\lambda}{S_{0\lambda}}$$

(siehe S. 39) die zu den einzelnen Wellenlängen gehörenden Ordinatenwerte miteinander multiplizieren, so erhalten wir eine neue Kurve, deren Ordinaten die Reizwerte der einzelnen Wellenlängen auf dem Dunkelapparat angeben, also die Helligkeitskurve des Strahlers bei der Temperatur T für die Stäbchen. In Fig. 28 sei h die spektrale Empfindlichkeitskurve für den Dunkelapparat, s die Energiekurve des Strahlers in beliebigem Ordinatenmaßstab, dann ist r die Reizwert-(Helligkeits-)kurve für die Stäbchen. (Es ist zweckmäßiger, die Logarithmen von $S\lambda$, $H\lambda$ etc. der graphischen Darstellung zu Grund zu legen.) Um den Schwellenwert des Reizes festzulegen, d. h. um zu erfahren, welche Gebiete einer im vorliegenden Maßstab ausgeführten Kurve oberhalb der Grenze der Sichtbarkeit für die Stäbchen liegen, verfährt A. PFLÜGER[1] folgendermaßen: Nach H. F. WEBER[2]

[1] l. c., S. 70. — [2] W. A. **32**, 256, 1887.

1 nach R. EMDEN[1] wird das Kupferoxyd bei ca. 415° C. für den Dunkel- ›arat sichtbar. Das Kupferoxyd kann man als annähernd schwarzen Körper ;ehen und demgemäß die ergiekurve für 415° C. :echnen. Stellt man in r angegebenen Weise die izwertkurve für 415° C. r, so findet man das ıximum derselben bei = 583 $\mu\mu$. Bei 415° C. rd nur das Licht dieser ellenlänge wahrgenommen, ;o gibt die Ordinate dieser ırve für $\lambda = 583$ $\mu\mu$ die eizschwelle an. Setzt man esen Ordinatenwert = 1, so 'geben die übrigen darauf ezogenen Ordinaten den bei er betreffenden Temperatur ısgestrahlten Bruchteil des chwellenwertes. In dieser Veise sind die in Tab. 18 nitgeteilten Zahlen für eine Leihe von Temperaturen erechnet. Werte, welche ;rößer als 1 sind, bedeuten ıatürlich, um das wieviel- ache die Reizschwelle über- chritten ist.

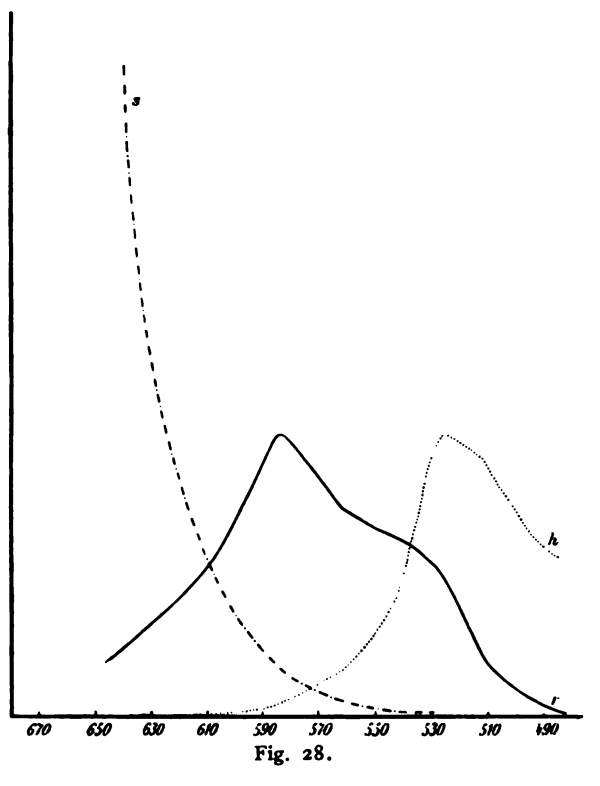


Fig. 28.

Tabelle 18.

(C°) λ (μμ)	703	671	639	609	583	561	542	525	510	495	483
415	0,12	0,28	0,22	0,53	1	0,74	0,65	0,50	0,17	0,04	0,01
430	0,22	0,54	0,44	1,1	2,2	1,6	1,5	1,2	0,4	0,1	0,03
450	0,5	1,3	1,1	2,8	5,7	4,5	4,2	3,5	1,2	0,3	0,1
470	1,05	2,9	2,6	6,8	14,3	11,8	11,3	9,7	3,5	0,9	0,3
525	6,9	21	20	61	140	128	130	123	48	14	5

Wir erkennen aus der Tabelle, daß bei annähernd schwarzen Körpern die erste (farblose!) Empfindung bei ca. 415° C. in Gelb auftritt. Bei Temperatursteigerung breitet sich das Spektrum immer mehr nach beiden Seiten aus, bis es bei ca. 525° C. das ganze sichtbare Gebiet umfaßt. Unterhalb ca. 525° C. haben wir es eben immer mit Lichtempfindungen des farbenblinden Dunkelapparates zu tun: Die Körper erscheinen »grauglühend«, und wenn die Objekte genügend klein sind, verschwinden sie, wie schon oben beschrieben, bei direktem Fixieren, um bei peripherem Sehen wieder wahrnehmbar zu werden. Dadurch erhält die ›Grauglut‹ den eigentümlichen unstäten Charakter.

Die Erscheinung der Grauglut ist zuerst von H. F. WEBER[2] beobachtet worden; im Anschluß an seine Untersuchungen haben F. STENGER,[3] R. EMDEN,[4] O. LUMMER,[5] A. AMERIO[6] u. a.[7] Beobachtungen über dieses Phänomen und über die Temperatur der ersten sichtbaren Lichtemission angestellt.

---

1 W. A. **36**, 214, 1889. — 2 Sitzgs.-Ber. Akad. Berlin 1887, 491; W. A. **32**, 256, 1887. — 3 W. A. **32**, 271, 1887. — 4 W. A. **36**, 214, 1889. — 5 Verh. Phys. Ges. Berlin **16**, 121, 1897; W. A. **62**, 14, 1897. — 6 Nuovo Cimento (5) **8**, 313, 1904. — 7 Literatur bei H. KAYSER, Handb. Bd. II, 47.

TH. WEDGWOOD[1] und (von diesem unabhängig) J. W. DRAPER[2] hatten den Satz aufgestellt, daß alle Körper bei der nämlichen Temperatur zu leuchten begännen (es handelte sich bei diesen Forschern um das Auftreten der Rotglut). Dieser Satz kann natürlich nicht richtig sein, da für den Eintritt des sichtbaren Glühens das Emissionsvermögen des Stoffes maßgebend ist, der schwarze Strahler also von allen Körpern die niedrigste Glühtemperatur zeigen muß. Diese Schlußfolgerung stimmt, wie Tab. 19 zeigt, mit den experimentellen Ergebnissen überein. Daß die Temperaturen der beginnenden Grauglut für einen bestimmten Stoff von den verschiedenen Forschern recht verschieden angegeben wird, ist auf die individuelle Beschaffenheit des Auges zurückzuführen.

Tabelle 19.

Schwarzer Körper	Pt platiniert	Pt blank	Pd	Au	Ag	Cu	Fe	Gußeisen	Neusilber	Glas
420 L.	427 A.	445 A.	408 E.	452 A.	463 A.	493 Ko. u. F.	405 E.	404 P.	403 E.	460 P.
410 A.		408 E.		423 E.	415 E.	415 E.		350 V.		
		373 G.								

L. = O. LUMMER.[3] A. = A. AMERIO.[4] E. = R. EMDEN.[5] G. = P. L. GRAY.[6] K. u. F. = A. E. KENNEFLY und R. A. FESSENDEN.[7] P. = P. PETINELLI.[8] V. = J. VIOLLE.[9]

Da es sich bei der Wahrnehmung der Grauglut um Affektion der Stäbchen handelt, ist es vorteilhaft, die zu beobachtende Lichtquelle relativ ausgedehnt zu wählen. P. PETINELLI findet, wie zu erwarten ist, daß eine größere Fläche erhitzten Gußeisens bei niederer Temperatur gesehen wird, als eine kleine.

Der Irrtum J. W. DRAPERS ist dadurch veranlaßt worden, daß dieser Forscher die zu prüfenden Stoffe in einem Hohlraum (Flintenlauf) erhitzte, also in Wirklichkeit die Glühtemperatur eines (annähernd) schwarzen Körpers beobachtete.[10]

Wir wenden uns nunmehr zu den Erscheinungen des farbigen Glühens. Wird die Temperatur eines schwarzen Körpers auf ca. 525° C. gesteigert, so verschwindet die bei etwa 400° C. eingetretene Grauglut und der Körper erscheint nunmehr dunkelrotglühend. Jetzt werden also auch die farbentüchtigen Zapfen erregt. Wir hatten schon früher gesehen, daß die Helligkeitskurve für die Zapfen wahrscheinlich durch die Kurve der Stufe H repräsentiert wird; dafür spricht folgende Berechnung. Werden die Ordinatenwerte der Energiekurve des schwarzen Körpers von 525° C. (nach der WIENschen Formel berechnet) mit den Helligkeitsfaktoren A resp. H multipliziert, so resultiert folgende Helligkeitsverteilung:

λ ($\mu\mu$)	670	650	625	605	590	575	555	535	520	505
A-Werte	0,51	0,76	1,8	3,1	4,1	5,1	6,3	3,2	1,8	0,67
H-Werte	68	137	124	84	48	25	10	3,2	1,0	0,22

Das Helligkeitsmaximum würde also bei ca. 555 $\mu\mu$ liegen, was der Erfahrung entspricht; der stärkste Reiz auf die farbentüchtigen Zapfen liegt aber bei ca. 650 $\mu\mu$; das ist ebenfalls in Übereinstimmung mit dem Experiment, denn ein erhitzter Strahler erscheint, wie eben erwähnt, nach dem Stadium der Grauglut zunächst rotglühend, nicht etwa — wie man aus den A-Werten schließen könnte — grünglühend; im Spektrum tritt zuerst ein mittleres Rot auf, während die übrigen Gebiete noch farblos sind; das Maximum der Helligkeit liegt aber tatsächlich im farblosen Gebiet.

[1] Phil. Trans. 1792, I, 28. — [2] Amer. J. (2) **4**, 388, 1847; Phil. Mag. (3) **30**, 345, 1847. — [3] Verh. Phys. Ges. Berlin **16**, 121, 1897; W. A. **62**, 14, 1897. — [4] Nuovo Cimento (5) **8**, 313, 1904. — [5] W. A. **36**, 214, 1889. — [6] Phil. Mag. (5) **37**, 549, 1894. — [7] Phys. Rev. **1**, 260, 1894. — [8] Rend. Acad. Lincei (5) **4**, 107, 1895; Nuovo Cimento (4) **1**, 183, 1895. — [9] J. de Phys. (3) **1**, 298, 1892. — [10] Vgl. O. LUMMER, l. c., Note [3].

In der Literatur finden sich leider keine Zahlenangaben, welche die getrennte Lage der Maxima der Helligkeit resp. der farbigen Wahrnehmung im Spektrum eines rotglühenden Körpers beweisen; wir führen statt dessen in Tab. 20 einige von A. KÖNIG[1] mitgeteilte Messungen im Prismenspektrum eines Gasbrenners für die Stufe *A* an; der schräge Druck entspricht den farblosen Spektralgebieten. Daß diesen Messungen nicht die Strahlung eines rotglühenden Körpers, sondern die stark geschwächte Emission eines weißglühenden Strahlers zugrunde liegt, beeinflußt nur die Lage der Maxima, nicht ihre Getrenntheit. In der Tab. 20 sind ferner die für die Stufe *H* ermittelten Helligkeitswerte aufgenommen. Wir sehen, daß das Maximum der farbigen Wahrnehmung in beiden Stufen an der nämlichen Stelle liegt und in Stufe *H* mit dem Helligkeitsmaximum identisch ist, was mit den oben ausgesprochenen Vermutungen übereinstimmt.[2]

Tabelle 20.

λ (μμ)	Helligkeitsstufe *A*	Helligkeitsstufe *H*
670	0,00529	0,855
650	0,0114	2,381
625	0,0487	3,460
605	0,116	3,650
590	*0,233*	3,030
575	*0,501*	2,358
555	*0,812*	1,695
535	*1*	1
520	*0,919*	0,554
505	*0,634*	0,224
490	*0,334*	0,0994
470	*0,154*	—
450	*0,0466*	—
430	*0,00867*	—

Die Tatsache, daß im Spektrum eines (annähernd) schwarzen Körpers bei etwa 525° C. zuerst ein mittleres Rot die Reizschwelle des Hellapparates überschreitet, und daß von diesem Gebiet aus bei Temperatursteigerung das Spektrum sich nach beiden Seiten ausbreitet, ist von J. W. DRAPER vermutet, von H. F. WEBER und von F. STENGER experimentell bestätigt worden.[3] Man kann diese Verhältnisse leicht nach W. VON BEZOLD[4] in folgender Weise demonstrieren. Man erhitzt einen Platindraht horizontal in der oberen Bunsenflamme, so daß er in der Mitte am heißesten ist; wird der Draht nun durch ein horizontales Prisma betrachtet, so sieht man ein dreieckiges Spektrum von der in Fig. 29 skizzierten Form; die Basis ist rot, die Spitze violett; der breiteste Teil entspricht einem mittleren Rot. Die Erscheinung läßt sich bei geeignetem elektrischen Glühen übrigens auch leidlich projizieren. Ganz anschaulich ist auch der folgende, von P. SIMON[5] angegebene Versuch, bei dem aber die Verbreiterung nach dem langwelligen Ende mit steigender Temperatur nicht so gut zu sehen ist. Man setzt eine Lichtquelle vor den Spektralapparat und spannt quer über den Spalt einen Draht, den man elektrisch erhitzt. Zuerst ist im Spektrum eine dunkele Linie sichtbar, die bei höherer Temperatur zuerst im Rot, dann im Gelb, Grün etc. verschwindet, um in derselben Reihenfolge als helle Linie zu erscheinen.

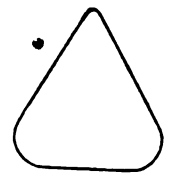


Fig. 29.

Die Entwickelung des farbigen Spektrums läßt sich ganz anschaulich an der Hand der graphischen Darstellung der Fig. 30 übersehen.[6] Die ——— Kurve stellt die »gleichwertigen Energiemengen«, d. h. die reziproken Werte der Helligkeitsfaktoren $\mathfrak{H}_\lambda$ für die einzelnen Wellenlängen, die —·—·— Kurve die Energie-

[1] l. c., S. 70. — [2] Vgl. K. SCHAUM, l. c., S. 73. — [3] Literatur siehe S. 75. — [4] W. A. 21, 175, 1884. — [5] J. de Phys. (2) 7, 79, 1888. — [6] Vgl. K. SCHAUM, l. c., S. 73.

verteilung im sichtbaren Spektrum des schwarzen Körpers von 525° C Die den Kurven zugrunde liegenden Zahlen sind nach A. KÖNIG resp. nac WIENschen Gleichung folgende:

λ ($\mu\mu$)	670	650	625	605	590	575	555	535
$\frac{1}{\mathfrak{H}_\lambda}$	15,21	3,73	1,61	1,09	0,98	0,96	0,87	1
S_λ	7,51	3,73	1,47	0,67	0,35	0,18	0,067	0,024

Im Schnittpunkt der Koordinaten 650 und 3,73 berühren sich nach oben gesagten die beiden Kurven; man erkennt leicht, daß sich bei Steig der Temperatur infolge des Wachsens der Ordinaten der Energiekurve das trum nach beiden Seiten ausb muß. (Eine etwas andere Forn Ableitung siehe S. 75.) Der DR sche Satz kann natürlich ebenso für den Beginn der Rotglut, wi den der Grauglut richtig sein, viel hängt auch die Temperatur des far Erglühens von dem Strahlungsvern der einzelnen Körper ab; auch Glühfarbe kann infolge selektiver sion variieren; wie die Fig. 30 ist es zwar nicht wahrscheinlich, doch nicht absolut unmöglich, ein Stoff von geeignetem selektive sorptionsvermögen zuerst gelb-, grünglühend oder desgl. wird.

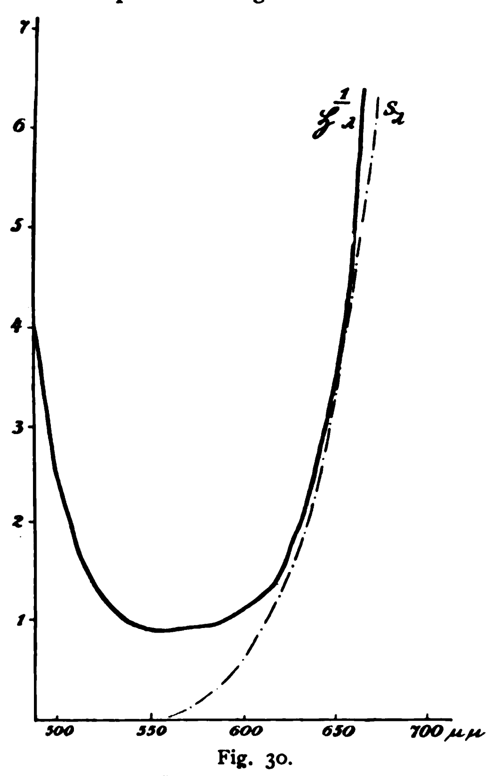


Fig. 30.

Je höher die Temperatur (annähernd schwarzen) Strahlers steigert wird, desto mehr Wellenl erreichen die Reizschwellen für farbentüchtigen Apparat; die Glüh wird orange, gelb und schließlich, alle Wellenlängen des sichtbaren trums diese Schwelle übersch haben, weiß. (Vgl. den Abschnitt Farbenmischung.)

Zur ungefähren Orientierung die Glühfarbe bei verschiedenen peraturen seien die Angaben von M. POUILLET,[1] WHITE und TAYLOR,[2] sowie H. HOWE[3] mitgeteilt.

Glühfarbe	POUILLET C°	WHITE u. TAYLOR C°	HOWE C°
Dunkelstes Rot . . .	525	556	470
Dunkelkirschrot . . .	800	635	—
Volles Kirschrot . . .	900	746	700
Hellrot	1000	843	850
Dunkelorange	1100	899	—
Hellorange	1200	941	—
Volles Gelb	—	996	950—1000
Hellgelb	—	1079	1050
Weiß	1300	1205	1150

[1] C. R, 3, 784, 1896. — [2] Eng. and Min. J. 1899, Dezember. — [3] Eng. and. M 69, 75, 1900.

Man sieht, daß die Farbenangabe ziemlich schwierig ist. Eine Temperaturschätzung an schwarzen Strahlern auf Grund der Beobachtung der Glühfarbe kann nur eine ganz grobe Annäherung geben. Um die Temperatur auf einem zuverlässigeren Wege aus der Glühfarbe ermitteln zu können, haben MESURÉ und NOUEL[1] einen im wesentlichen aus einer Quarzplatte zwischen zwei Nicols bestehenden Apparat konstruiert, der durch Drehung des Analysators auf eine bestimmte Farbe eingestellt wird. Der an dem Teilkreis abgelesene Drehungswinkel bestimmt nach vorhergegangener Eichung die Temperatur. Die Genauigkeit ist keine sehr große; der Fehler beträgt ca. $\pm 50^0$ bei 1000^0 C. Das Instrument ist in der Technik, namentlich in der keramischen Industrie, vielfach in Gebrauch; häufig allerdings weniger zu Messungen, als zur Kontrolle der Temperaturkonstanz.

Die Unterschiedsempfindlichkeit des Auges.

Für die Photometrie, Polaristrobometrie etc. ist die Feststellung der generellen wie der spezifischen Unterschiedsempfindlichkeit des Auges von größter Wichtigkeit. Wir wollen zunächst die generelle Unterschiedsempfindlichkeit betrachten.

Nach den grundlegenden Untersuchungen von E. H. WEBER stellt die »eben merkliche Reizänderung«, die »Unterschiedsschwelle«, im allgemeinen einen bestimmten Bruchteil des schon vorhandenen Reizes dar; oder — wie wir auch sagen können — zwei Reize, die einen noch eben merklichen Unterschied erkennen lassen, stehen in einem bestimmten, von der absoluten Intensität unabhängigen Verhältnis. Sind R und R' zwei verschiedene Reize, dR und dR' die eben merklichen Reizänderungen, so ist

$$\frac{dR}{R} = \frac{dR'}{R'}, \qquad \frac{R+dR}{R} = \frac{R'+dR'}{R'}.$$

Dies ist das WEBERsche Gesetz; es sei hier gleich bemerkt, daß demselben keine absolute Gültigkeit zukommt. (Vgl. z. B. Tab. 21). Die Größe $\frac{dR}{R} = u$ nennt man die »Unterschiedsempfindlichkeit«.[2]

TH. FECHNER hat das WEBERsche Gesetz durch die Annahme erweitert, daß eine eben merkliche Reizänderung auf jeder Intensitätsstufe eine gleichgroße Empfindungsänderung dE hervorruft. Daraus ergibt sich die Differentialgleichung

$$dE = K\frac{dR}{R},$$

oder integriert

$$E = K\, ln\, R + C;$$

entspricht dem Reiz R' die Empfindung E', so haben wir

$$E - E' = K(ln\, R - ln\, R') = K'(\log R - \log R').$$

Die Stärke der Empfindung ist also proportional dem Logarithmus des Reizes, und das Sinnesorgan empfindet gleiche Unterschiede, wenn das Verhältnis der Reize dasselbe, oder mit anderen Worten die Logarithmendifferenz der Reize die nämliche ist. Dieses psychophysische Grundgesetz von WEBER-FECHNER hat, wie ja schon seine Grundlage, nur beschränkte Gültigkeit. Auf die Gesichtswahrnehmung angewandt würde es lauten: Das Auge empfindet gleiche Helligkeitsunterschiede, wenn sich die scheinbaren Helligkeiten H und H' (S. 96) um gleiche Bruchteile unterscheiden, d. h. wenn deren Logarithmendifferenz $\log H - \log H'$ dieselbe ist. Trotz seiner Einschränkungen ist dieses Gesetz für die Photometrie und die Photographie von größter Wichtigkeit.

---

[1] Vgl. dazu C. W. WAIDNER u. G. K. BURGESS, Bull. Bur. of Stand. Wash. 2, 225, 1905. —

[2] Logischer wäre es m. E. den reziproken Wert $\frac{R}{dR}$ als »Unterschiedsempfindlichkeit« zu bezeichnen.

Die generelle Unterschiedsempfindlichkeit hat, wie schon angedeutet, nur innerhalb gewisser Grenzen einen konstanten Wert. H. von Helmholtz[1] fand, daß sehr zarte Abstufungen auf photographischen Platten nur in einem begrenzten Beleuchtungsgebiet wahrnehmbar sind, bei zu kleinen oder zu großen Helligkeiten jedoch verschwinden. Sehr eingehend ist die Frage von A. König[2] untersucht worden, dessen Messungen die folgende Tab. 21 entnommen ist.

Tabelle 21.

H	$\frac{dH}{H}$	H	$\frac{dH}{H}$	H	$\frac{dH}{H}$
1 000 000	0,0358	2000	0,0181	5	0,0593
500 000	0,0273	1000	0,0178	2	0,0939
200 000	0,0267	500	0,0192	1	0,123
100 000	0,0195	200	0,0222	0,5	0,188
50 000	0,0173	100	0,0298	0,2	0,283
20 000	0,0175	50	0,0324	0,1	0,377
10 000	0,0176	20	0,0396	0,05	0,484
5 000	0,0179	10	0,0477	0,02	0,695

Einheit für H siehe S. 71.

Die (dem Sinn nach) höchsten Werte der Unterschiedsempfindlichkeit liegen also zwischen 50 000 und 1000 H.

S. Lamansky[3] und W. Dobrowolski[4] fanden die Unterschiedsempfindlichkeit von der Farbe des Lichtes abhängig; nach A. König scheinen diese Unterschiede zu verschwinden, wenn die angewandten verschiedenfarbigen Beleuchtungen gleich hell gemacht werden.[5] Dagegen ist die Unterschiedsempfindlichkeit in hohem Maße von der Größe und der Entfernung der zu vergleichenden Felder abhängig; sie wird um so geringer, je kleiner die Felder sind und je weiter sie voneinander getrennt liegen (Sternphotometrie); schon eine sehr feine Trennungslinie wirkt schädlich. Am besten ist es, wenn sich die Felder unmittelbar berühren; dann erreicht man ziemlich erhebliche Werte, wie folgende Zusammenstellung zeigt.

Aubert $\frac{1}{186}$ Arago $\frac{1}{130}$ Volkmann $\frac{1}{100}$

Helmholtz $\frac{1}{167}$ Masson $\frac{1}{120}$ (Die meisten Augen zwischen $\frac{1}{120}$ und $\frac{1}{50}$)

Diese Tatsachen sind für die Beurteilung photometrischer Vorrichtungen von größter Wichtigkeit.

Die spezifische Unterschiedsempfindlichkeit des Auges ist vornehmlich bezüglich der eben merklichen Wellenlängendifferenz in den einzelnen Spektralgebieten untersucht worden. Dabei ist zu bemerken, daß, wie schon S. 66 angeführt wurde, jenseits der Wellenlängen $\lambda = 670$ und $\lambda = 430\ \mu\mu$ zwei Lichter verschieden erscheinen, wenn sie mit der im Spektrum vorliegenden Intensität auf das Auge wirken, daß sie jedoch durch Änderung des Intensitätsverhältnises gleich oder wenigstens ähnlicher gemacht werden können, auch in einzelnen anderen Spektralregionen liegen ähnliche Verhältnisse vor. Zur Feststellung der eben merklichen Wellenlängendifferenz muß man demnach die zu untersuchenden Lichter zunächst durch Variierung der Intensitäten möglichst ähnlich machen. Die Tab. 22 enthält die von W. Uhthoff[6] bestimmten, eben merklichen Wellen-

[1] Physiol. Optik, S. 385. — [2] Sitzgsber. Akad. Berlin 1889, 641. Vgl. dazu E. Hertzsprung, Z. wiss. Phot. **3**, 468, 1906. — [3] Arch. f. Ophtalmologie **17** (1), 123, 1871. — [4] Arch. f. Ophtalmologie **18** (1), 74, 1872. — [5] Siehe dazu A. König und E. Brodhun, Sitzber. Akad. Berlin, Juli 1888; H. von Helmholtz, Phys. Optik 405; W. Nagel, Handb. d. Physiol. III, 1. Teil, S. 249. — [6] Arch. f. Ophtalmologie **34**, 1, 1888.

längendifferenzen; wir erkennen, daß die spezifische Unterschiedsempfindlichkeit zwei Maxima hat, deren eines im Gelb liegt, während das andere, das größere, sich im Blaugrün befindet. Zu diesem Ergebnis haben auch schon frühere Untersuchungen von L. MANDELSTAMM und W. DOBROWOLSKI geführt; auch A. KÖNIG und E. BRODHUN erhielten sehr ähnliche Resultate.[1] (Siehe dazu S. 84.)

Tabelle 22.

λ (μμ)	dλ (μμ)	λ	dλ	λ	dλ
650	4,70	590	0,91	490	0,72
640	2,97	580	0,88	480	0,95
630	1,68	570	1,10	470	1,57
620	1,24	550	1,66	460	1,95
610	1,08	530	1,88	450	2,15
600	1,02	510	1,29		

Ferner ist die spezifische Unterschiedsempfindlichkeit des Auges gegenüber Differenzen in der Sättigung untersucht worden, besonders von H. AUBERT.[2]

Die zeitliche Unterschiedsschwelle. Empfängt die Netzhaut einen periodischen Reiz, so können folgende drei Fälle auftreten:

1. Bei relativ langsamen Lichtwechseln kann man die einzelnen Phasen der Periode erkennen: völlige Diskontinuität.
2. Bei schnellen Lichtwechseln sind die einzelnen Perioden nicht mehr erkennbar, wohl aber noch die Diskontinuität: Flimmererscheinung.
3. Bei sehr schnellen Lichtwechseln verschwindet auch das Flimmern, die periodischen Reize wirken wie ein kontinuierlicher: völlige Verschmelzung.

J. VON KRIES[3] bezeichnet diejenige Frequenz des Lichtwechsels, welche nötig ist, um einen völlig kontinuierlichen Eindruck hervorzurufen, als »Verschmelzungsfrequenz.« Wie die folgende, von E. BAADER[4] mitgeteilte, sich auf periodische Lichtunterbrechung und Gleichheit von Einwirkungs- und Unterbrechungsdauer beziehende Tab. 23 erkennen läßt, wächst die Verschmelzungsfrequenz erheblich mit der Beleuchtung. Wie H. VON HELMHOLTZ und J. PLATEAU[5] gefunden haben, ist (bei gleichbleibender Stärke der Beleuchtung) die Änderung des Verhältnisses zwischen Einwirkungs- und Unterbrechungsdauer ohne wesentlichen Einfluß auf die Verschmelzungsfrequenz.

Tabelle 23.

Beleuchtungsstärke	Verschmelzungsfrequenz
1	18,96 pro Sek.
4	24,38 " "
18	29,84 " "
193	41,31 " "
1800	50,24 " "

Nach dem »TALBOTschen Gesetz«[6] ist der kontinuierliche Eindruck demjenigen gleich, welcher entstehen würde, wenn die während einer Periode ins Auge gelangende Lichtmenge gleichmäßig über das ganze Intervall der Periode verteilt würde. Dieses u. a. von H. VON HELMHOLTZ bestätigte, von anderen Forschern angefochtene Gesetz ist neuerdings von O. LUMMER und E. BRODHUN[7] geprüft und als zutreffend befunden worden. Diese Tatsachen sind für die Anwendung rotierender Sektoren in der Photometrie von Wichtigkeit. Über die

[1] Vgl. W. NAGEL, Handb. d. Physiol. III, 1. Teil, S. 251. — [2] Vgl. W. NAGEL, Handb. III, 1. Teil, S. 252. — [3] W. NAGEL, Handbuch III, 1. Teil, S. 252. — [4] Dissertation Freiburg 1891. — [5] W. NAGEL, Handb., l. c., 255. — [6] W. NAGEL, Handb., l. c., 230. — [7] Z. f. Instr. 16, 299, 1896.

Verhältnisse beim Wechsel ungleich starker Lichter u. a. sehe man die Arbeiten von FR. SCHENCK.[1]

Läßt man zwei verschiedenfarbige, speziell ein weißes und ein farbiges Licht, abwechselnd gleich lange auf das Auge wirken und schwächt man das hellere, so findet man eine Intensität, bei welcher die Verschmelzungsfrequenz ein Minimum wird. In diesem Fall sollen beide Lichter gleiche Helligkeit haben. Diese von O. N. ROOD[2] gefundene Tatsache bildet die Grundlage der »Flimmerphotometrie.« Die flimmerphotometrische Methode ist von ROOD und von O. POLIMANTI[3] zur Bestimmung der Helligkeitswerte verschiedener Lichter angewandt worden.

Die räumliche Unterschiedsschwelle. Zwei Lichtpunkte erscheinen dann getrennt, wenn der Abstand ihrer Bilder größer ist, als die Breite eines Zapfens; da diese sich berühren, genügt es nicht, daß beide Bilder auf zwei verschiedene Zapfen fallen, denn wenn beide der Berührungsgrenze sehr nahe liegen, kann das Auge nicht unterscheiden, ob zwei Bilder der Grenze benachbart liegen, oder ob ein Bild auf die Berührungslinie fällt. E. H. WEBER bzw. H. v. HELMHOLTZ konnten zwei helle Punkte oder Striche unterscheiden, wenn der Gesichtswinkel 73 bzw. 63″ entsprechend einem Abstand von 0,0053 bzw. 0,0046 mm auf der Netzhaut (nach LISTING) betrug. Spätere Beobachter fanden etwas kleinere Werte, im Mittel etwa 50″ entsprechend einem Abstand von ca. 0,004 mm. Nach Messungen von A. v. KOELLIKER u. a. beträgt die Dicke der Zapfen in der macula 0,007 bis 0,005 mm, in der fovea ca. 0,002 mm, was mit den angeführten Daten gut übereinstimmt. (Vgl. dazu den Abschn. »Spektrophotographie«.)

Zeitlicher Verlauf eines durch konstante Beleuchtung erzeugten Reizes.[4] Empfängt die Netzhaut eine konstante Belichtung J (wir sehen von sehr kurz dauernden Reizen ab), so erreicht die Empfindung nach einem kurzen Zeitintervall, das um so kürzer ist, je größer J gemacht wird, und ca. 0,1—0,3 Sek. beträgt, ihr Maximum, um dann langsam infolge der Ermüdung abzunehmen. Wir wollen diese Tatsachen kurz mit den Ergebnissen an einem lichtempfindlichen System, einem »Aktinometer«, vergleichen. Der Empfindungsanstieg entspricht der photochemischen Induktion; die Stärke der Lichtempfindung ist von der in der Zeiteinheit umgesetzten Menge, also von dem die Reaktionsgeschwindigkeit bedeutenden Differentialquotienten $-\frac{dC}{dt}$ abhängig. Wird in dem Aktinometer der durch Umsetzung entstandene Verlust beständig durch Zufuhr neuer aktiver Masse annähernd (aber nicht völlig) ersetzt, das Reaktionsprodukt dagegen fortgeführt, so haben wir ein allerdings sehr hypothetisches Bild von den Vorgängen in der Netzhaut.

Während die photochemische Wirkung auf ein »akkumulierendes System«, z. B. die photographische Platte, gegeben ist durch die nach Ablauf der Belichtung vorhandene Menge des Reaktionsproduktes, können wir also die Reizwirkung auf die Netzhaut mit der Erregung einer Potentialdifferenz an bestimmten photoelektrischen Elektroden vergleichen.

Die Farbenmischungen. „Zusammengesetzte Lichter.“

Für die Spektroskopie, Photographie u. a. ist die Lehre von den Farbenmischungen von großer Bedeutung. Wird die Netzhaut gleichzeitig oder innerhalb des Gültigkeitsbereiches des TALBOTschen Gesetzes (S. 81) rasch hintereinander von Strahlen verschiedener Wellenlängen getroffen, so entstehen Farbenempfindungen, welche das Auge nicht in die einzelnen Komponenten zu

1 Archiv f. d. ges. Physiol. **64—90**. — 2 Amer. J. **46**, 173, 1893. — 3 Z. f. Psych. und Phys. d. Sinnesorg. **19**, 263, 1899. — 4 Vgl. H. VON HELMHOLTZ, Physiol. Optik, 513; W. NAGEL, Handb., l. c., S. 226.

zerlegen vermag. Hierdurch unterscheidet es sich ganz typisch vom Ohr, welches die einem Akkord entsprechende zusammengesetzte Welle in ihre einzelnen Bestandteile auflöst (vergleichbar der Zerlegung einer FOURIERschen Reihe). Man verwechselt oft auf Erfahrung gegründete Urteile mit Empfindungstätigkeiten, wenn man im Grünblau die Komponenten Grün und Blau oder im Grün die Farben Blau und Gelb (aus denen Grün in Wirklichkeit gar nicht additiv zusammengesetzt werden kann) zu sehen glaubt; wie irrig dies ist, erkennt man aus der Tatsache, daß niemand behaupten wird, in dem z. B. aus komplementären Farben gemischten Weiß die Komponenten wahrzunehmen.

Man unterscheidet zwei Arten der Herstellung von Mischfarben:

1. Additive Farbenmischung (Synthese) liegt vor, wenn wir verschiedenfarbige Lichter mischen, indem wir etwa gesonderte Strahlen aus einem spektral zerlegten Bündel weißen Lichtes, oder die Strahlung verschiedenfarbiger Lichtquellen oder die aus selektiv absorbierenden Stoffen (Lichtfiltern) austretenden Strahlenarten vereinigen.[1]

2. Subtraktive Farbenmischung erhalten wir, wenn wir verschieden gefärbte Lichtfilter hintereinander schalten, verschiedenfarbige (nicht aufeinander wirkende) Flüssigkeiten oder Pigmente miteinander mischen. Das auf unser Auge wirkende Lichtbündel enthält in diesem Fall nur diejenigen Strahlen, welche die farbigen Komponenten durchzulassen resp. zu reflektieren vermögen. Mischt man einen blauen und einen gelben festen Farbstoff, so entsteht keineswegs etwa Weiß (durch Wirkung des komplementären Paares Blau-Gelb), sondern Grün, da beide Pigmente die dem Gelb resp. Blau benachbarten grünen Strahlen durchlassen bezw. reflektieren. Schalten wir eine blaue und eine gelbe Glasscheibe oder dergl. hintereinander, so haben wir folgendes Schema:

		läßt durch	
Blaufilter:	blau	grün	violett
Gelbfilter:	gelb	grün	rot
Durchlaßfarbe:		grün	

Die hauptsächlich von H. GRASSMANN[2] aufgestellten allgemeinen Gesetze der Lichtmischung lassen sich folgendermaßen formulieren:

1. Gleichaussehende einfache oder zusammengesetzte Lichter gemischt geben gleichaussehende Mischungen.
2. Läßt man von zwei zu mischenden Lichtern das eine sich stetig ändern, so ändert sich auch das Aussehen der Mischung stetig. (Ungleiche Lichter zu gleichen gemischt ergeben ungleiche Mischungen.)
3. Jede beliebig aus zwei oder mehreren Komponenten zusammengesetzte Mischfarbe macht auf das Auge den Eindruck
   a) einer gesättigten Spektralfarbe (eines »einfachen« Lichtes) } (»gesättigte«
   b) einer Nuance von »gesättigtem« Purpur } Farben),
   c) von Weiß,
   d) von einem Übergang zwischen einer gesättigen Spektralfarbe bzw. Purpurnuance und Weiß (weißliche »ungesättigte« Farben).

Farbenmischungen aus zwei Komponenten.

Ad 3a. Die Herstellung einer gesättigten Spektralfarbe durch Mischung ist nur innerhalb des Gebietes $\lambda = 0{,}76$ bis $\lambda = 0{,}54\ \mu$ möglich.[3] Stellt man in Fig. 31 durch die Punkte R bzw. G diese »Endlichter« dar, so liegen alle Mischfarben, die durch Kombination variabler Mengen von R und G erhalten

1 Über Apparate zur additiven Farbenmischung siehe H. VON HELMHOLTZ, Physiol. Optik 350 ff.; W. NAGEL, Handb. III (1. Hälfte) 110 ff. — 2 Ausdehnungslehre, Leipzig 1844, 2. Aufl., 1878. — 3 Vgl. J. VON KRIES in W. NAGELS Handb. III (1), 115; A. KÖNIG und C. DIETERICI (Zeitschr. f. Psychol. und Physiol. der Sinnesorgane 4, 241, 1893) geben zwei derartige »dichromatische« Strecken von 655—630 $\mu\mu$ und von 475—430 $\mu\mu$ an.

werden können, in der »dichromatischen« Verbindungslinie RG. Hat man die Maßeinheit für R und G festgesetzt — es mögen beispielsweise solche Mengen von R und G als gleich angesehen werden, die dem Auge gleich hell erscheinen — so kann man durch Schwerpunktskonstruktion und Bezeichnung der erhaltenen Punkte mit der zugehörigen Farbe die Strecke RG eichen.

R X Y G

Fig. 31.

Entsprechen die Punkte X bzw. Y den Mengen $mR + nG$ bzw. $pR + qG$ entsprechend den Beziehungen

$$\frac{RX}{GX} = \frac{n}{m} \text{ bzw. } \frac{RY}{GY} = \frac{q}{p},$$

so wird die Mischfarbe aus den entstandenen Quantitäten von X und Y gefunden durch Schwerpunktskonstruktion nach

$$\frac{XZ}{YZ} = \frac{p+q}{m+n}.$$

Die Herstellung von Spektralfarben durch Mischung ist also nur innerhalb ganz enger Grenzen möglich; dagegen kann jede Mischfarbe durch Vereinigung zweier Komponenten hergestellt werden, deren jede gesättigt oder ungesättigt sein kann. Es sind unzählige derartige Paare möglich, ist aber eine Komponente ihrer Farbe nach bestimmt, so ist es auch die andere. Die oben angegebene Schwerpunktskonstruktion gilt ebenfalls für diese Fälle, sobald die Maßeinheiten der Komponenten festgelegt sind.

Ad 3b. Die im Spektrum nicht vorkommenden Nuancen des Purpurs entstehen durch Mischung von variablen Mengen Rot und Violett.

Ad 3c. Zu jeder gesättigten und ungesättigten Farbe gehört eine Farbe von bestimmtem Farbenton, welche in geeigneter (gleichwertiger) Menge zu jener gemischt Weiß ergibt. Solche Paare nennt man Komplementärfarben. Nach H. von Helmholtz sind folgende gesättigten Farben komplementär:

Farbe	Wellenlänge		Farbe	Wellenlänge
Rot	656,2	mit	Grünblau	492,1
Orange	607,7	„	Blau	489,7
Goldgelb	585,3	„	Blau	485,4
Goldgelb	573,9	„	Blau	482,1
Gelb	567,1	„	Indigoblau	464,5
Gelb	564,4	„	Indigoblau	461,8
Grüngelb	563,6	„	Violett	von 433 ab

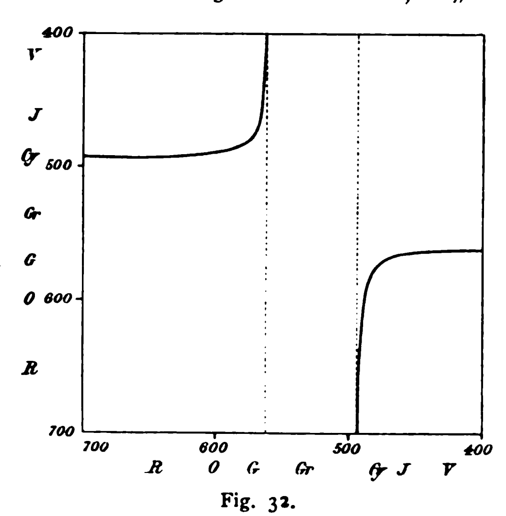


Fig. 32.

Die sich auf die Spektralfarben beziehenden Ergebnisse werden durch die Fig. 32 veranschaulicht. Die scharfe Krümmung der beiden Äste hängt mit der Tatsache zusammen, daß bei direkter Betrachtung des Spektrums im Gelb und im Blaugrün kleinen Wellenlängenänderungen sehr starke Farbenänderungen entsprechen. (Maxima der spezifischen Unterschiedsempfindlichkeit, siehe S. 81).

Es ist bemerkenswert, daß zu allen dem großen Intervall 564—492 $\mu\mu$ angehörenden grünen Farbentönen die im Spektrum nicht vorkommenden Purpurnuancen komplementär sind.

Die »Gleichwertigkeit« komplementärer Farben ist keineswegs

identisch mit »Helligkeitsgleichheit«; vielmehr haben die Spektralfarben in Mischungen verschiedene färbende Kraft, die von Violett und Gelb etwa nach folgender Reihenfolge abnimmt:

Violett
Indigoblau
Rot Cyanblau
Orange Grün
Gelb.

Mischt man mehrere Paare von gleichwertigen Mengen komplementärer Farben zusammen, so entsteht ebenfalls Weiß. Die genannten Farben im Spektrum eines sehr hoch erhitzten Körpers geben bei ihrer Vereinigung »Weiß«, was ja nichts anderes heißt, als daß der Körper »weißglühend« und das von ihm ausgestrahlte Licht »weiß« erscheinen. Die zur Kompensation des Grün nötige Menge Purpur wird aus überschüssigem Rot und Violett gebildet.

Es gibt auch, wie schon oben (ad 3c) angedeutet wurde, komplementäre Mischfarbenpaare; teilt man z. B. die Gesamtheit der sichtbaren Strahlen des Spektrums in zwei Teile und vereinigt man die Strahlen jeder Gruppe, so erhält man zwei komplementäre Farbengemische, welche zusammen Weiß ergeben.

Man nennt einen Körper im physikalischen Sinn Weiß oder Grau, wenn er von allen farbigen Lichtern den gleichen Bruchteil reflektiert.

Was man aber physiologisch unter reinem Weiß verstehen soll, ist nicht leicht zu sagen. Wir nennen eine ungefärbte Papierfläche, Magnesiumoxyd u. a. sowohl bei Sonnenlicht wie auch bei Petroleumlampenbeleuchtung »weiß«; Th. Petruschewski[1] hat jedoch gezeigt, daß »weiße« Körper bei der letztgenannten Beleuchtungsart auf das Auge den nämlichen Reiz ausüben, wie ein dunkeloranger Körper im Tageslicht; eine hellblaue Fläche wirkt wie eine hellbraune im Tageslicht etc.

Ad 3d. Über die Mischung zweier nichtkomplementärer Farben lassen sich folgende Sätze aufstellen:

α) Liegt die zweite Farbe diesseits der zur ersten komplementären Farbe, so entsteht eine dazwischenliegende gesättigte (siehe ad a) oder ungesättigte Farbe, die im letzteren Fall im allgemeinen um so weißlicher ist, je weiter die Komponenten voneinander abstehen.

β) Liegt die zweite Farbe jenseits der zur ersten komplementären Farbe, so entsteht eine gesättigte oder eine ungesättigte Purpurnuance, oder eine ungesättigte zwischen der einen Komponente und dem entsprechenden Spektralende liegende Farbe. Die Sättigung ist um so beträchtlicher, je größer der Abstand der Komponenten ist.

Folgende Tabelle zeigt nach H. von Helmholtz die Mischungsergebnisse zweier Komponenten:

	Violett	Indigoblau	Cyanblau	Blaugrün	Grün	Grüngelb	Gelb
Rot	Purpur	dk. Rosa	wß. Rosa	Weiß	wß. Gelb	Goldgelb	Orange
Orange	dk. Rosa	wß. Rosa	Weiß	wß. Gelb	Gelb	Gelb	
Gelb	wß. Rosa	Weiß	wß. Grün	wß. Grün	Grüngelb		
Grüngelb	Weiß	wß. Grün	wß. Grün	Grün			
Grün	wß. Blau	Wasserblau	Blaugrün				
Blaugrün	Wasserblau	Wasserblau					
Cyanblau	Indigoblau						

dk. = dunkel
wß. = weißlich

[1] Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 17, 35, 1885.

4. Jede Mischfarbe läßt sich darstellen als Funktion von nur drei Variablen:
   a) der Quantität einer gesättigten Farbe,
   b) der Quantität weißen Lichtes,
   c) dem Farbenton (Wellenlänge der entsprechenden Spektralfarbe bzw. Nuance des Purpurs).

Ad 4. Sehen wir von den Unterschieden der Lichtstärke (a) ab, so bleiben zwei Veränderliche übrig, und wir können dieses Gesetz graphisch veranschaulichen, indem wir nach J. Newton, H. v. Helmholtz u. a. die gesättigten Farben, deren Reihe ja in sich zurücklaufend ist, auf einer geschlossenen Kurve, zunächst einmal der Einfachheit halber, auf einem Kreis anbringen, dessen Mitte das Weiß darstellt. Die Mischfarben bilden dann, wie es in Fig. 33 skizziert ist, die Übergänge zwischen den gesättigten Farben und dem Weiß. Komplementäre Paare müssen an den Enden der Durchmesser liegen; die eine Hälfte jedes Durchmessers enthält die Abstufungen zwischen der einen gesättigten Farbe und Weiß, die andere Hälfte die weißlichen Töne der am anderen Ende stehenden komplementären Farbe. Eine graphische Veranschaulichung nach Art der Fig. 33 nennt man eine »Farbentafel«, speziell die vorliegende einen »Farbenkreis«. Berücksichtigt man noch die Intensitätsverhältnisse, so hat man die dritte Dimension des Raumes hinzuzunehmen und erhält so den Lambertschen Farbenkegel, dessen Spitze dem Schwarz entspricht.

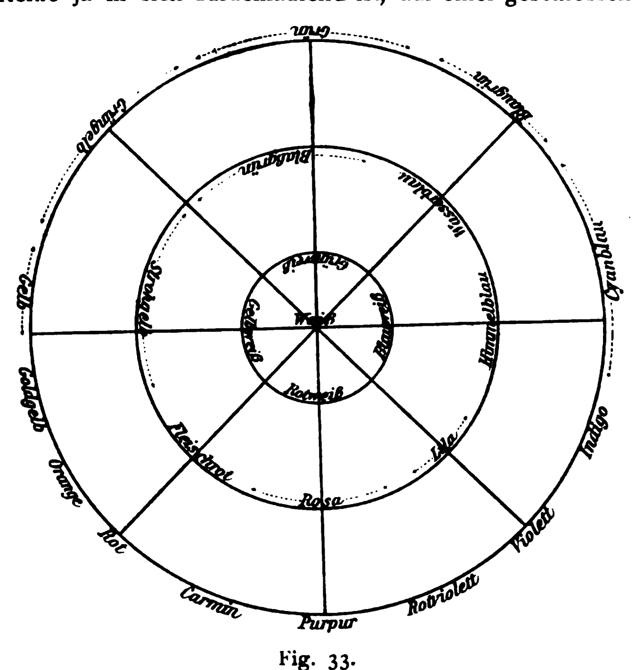


Fig. 33.

Zur Ergänzung der auf S. 66 mitgeteilten Bezeichnungen für gesättigte Farben geringer Intensität seien hier noch einige der gebräuchlichsten Benennungen für niedere Helligkeitsgrade von Weiß bzw. von stark weißlichen Farben mitgeteilt:

Geringe Intensität		Mittlere Intensität
Grau	←———	Weiß
Rötlichgrau	←———	weißliches Rot
Graubraun	←———	weißliches Gelb
Olivengrau	←———	weißliches Grün
Graublau	←———	weißliches Blau

etc.

Farbenmischungen aus drei Komponenten.

5. Ein großer Teil der Mischfarben läßt sich darstellen als Funktion der Quantitäten von drei »Grundfarben«, von denen keine durch Mischung der beiden anderen erhalten werden kann; diese Mischfarben lassen sich also ausdrücken durch eine Gleichung von der Form

$$F = xR + yGr + zV,$$

worin R, Gr und V die Einheiten der gewählten Grundfarben — wir wählen zu-

nächst Rot, Grün und Violett — und x, y, z die Quantitäten der Komponenten, den sog. Rotwert, Grünwert und Violettwert der Mischung darstellen. Das Verhältnis $x:y:z$ ist für eine bestimmte Mischfarbe ein konstantes. Als Maßeinheiten für die Grundfarben könnte man gleich hell erscheinende Quantitäten wählen, oder auch solche Mengen, welche zusammengemischt Weiß ergeben. Die Feststellung der Maßzahlen x, y, z würde erfolgen durch Ermittelung der Sektorenbreite der einzelnen Farben bei Farbenkreiseln, durch Feststellung der Spaltbreiten bei spektroskopischen Farbenmischungsapparaten oder dergl., die zur Herstellung der Mischfarbe F nötig sind u. a.

Wählt man »gleichwertige« Quantitäten der Grundfarben, die bei der Mischung Weiß ergeben, als Maßeinheiten, so würde sich eine »geometrische Farbentafel« zur Darstellung sämtlicher möglicher Mischfarben in Form eines gleichseitigen Dreiecks (Fig. 34) ergeben; die Ecken desselben entsprächen den Grundfarben, die Mitte W (der Schwerpunkt) des Dreieckes dem Weiß. Für alle durch den Schwerpunkt gelegte Geraden gilt das oben für die Durchmesser des Farbenkreises gesagte. Mischt man die Mengen xR und yGr, so folgt nach der Schwerpunktskonstruktion (siehe S. 84) die »dichromatische« Mischfarbe M; fügt man zu dieser die Quantität zV, so muß die resultierende »trichromatische« Mischung F auf der Geraden MV liegen und durch Schwerpunktskonstruktion nach

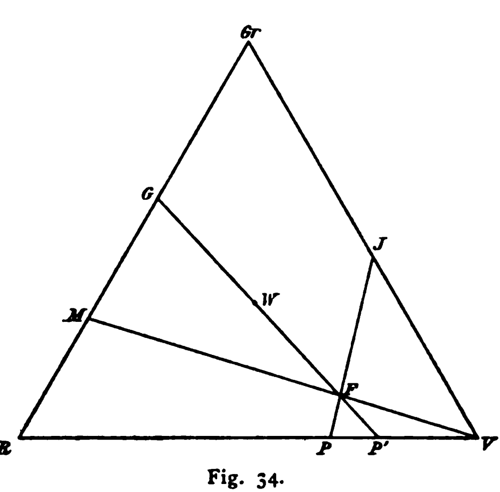


Fig. 34.

$$\frac{MF}{VF} = \frac{z}{x+y}$$

erhalten werden.

Wie schon oben (S. 84) erwähnt wurde, kann F auf unendlich viele Arten aus zwei oder — da wenigstens eine von diesen stets ein dichromatisches Gemisch sein muß — richtiger gesagt, aus drei Komponenten hergestellt werden, weil es unendlich viele durch F gehende gerade Linien gibt; so kann es aus durch Schwerpunktskonstruktion berechenbaren Mengen von J (Indigo) und P (Purpurnuancen) erhalten werden; es gibt mit einer auf WG liegenden Farbe in richtigem Verhältnis gemischt Weiß, während es aus Weiß und einer auf FP' liegenden Farben gemischt werden kann usf.

Wählt man nicht »gleichwertige«, sondern gleich helle Quantitäten der drei Grundfarben als Maßeinheiten, so erhält man ein ungleichseitiges Dreieck (Fig. 35); das Weiß muß in der Nähe von Gelb, Grün und Orange liegen, da diese Farben nach S. 85 die geringste färbende Kraft in Mischungen zeigen, also im allgemeinen große Quantitäten derselben (»an kurzen Hebelarmen«) in Mischungen beispielsweise zur Herstellung von Weiß nötig sind, während für Violett und Indigoblau das umgekehrte gilt.

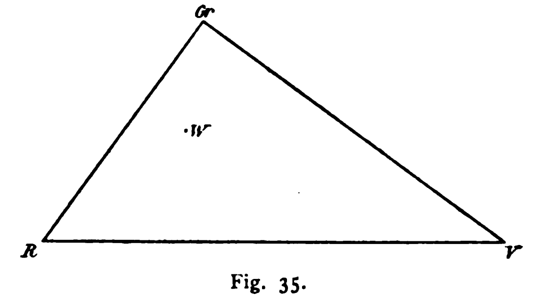


Fig. 35.

Wenn wir nun in Betracht ziehen, daß von den gesättigten Farben nur die zwischen 0,76 und 0,54 μ liegenden Spektralfarben sowie die Purpurnuancen durch Mischung erhalten werden können, so erkennen wir, daß jenes in Fig. 34 bzw. 35 dargestellte Farbendreieck alle zwischen 0,54 und 0,40 μ liegenden gesättigten Farben sowie alle diesen sehr nahe stehenden weißlichen Nuancen nicht umfaßt. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache können wir eine geometrische Farbentafel (Fig. 36) konstruieren, welche alle bekannten gesättigten und ungesättigten Farben einschließt; wir wollen die Lage von R, Gr und V in Fig. 35 beibehalten, dann bleibt für unsere vollständige Tafel RV bestehen, da ja aus Rot und Violett alle Nuancen des gesättigten Purpur dargestellt werden können. Von R aus enthält die Grenzkurve ein geradliniges Stück RG, innerhalb dessen die Herstellung gesättigter Farben durch Mischung möglich ist; daran muß sich ein Kurvenstück schließen, dessen Krümmung da am stärksten ist, wo die Mischung

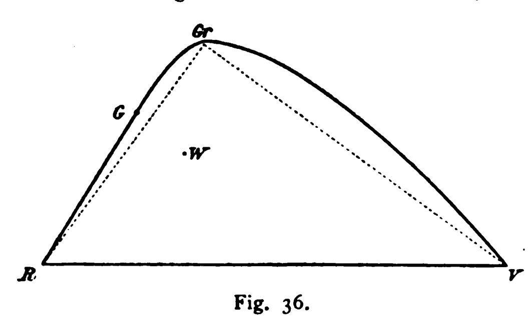


Fig. 36.

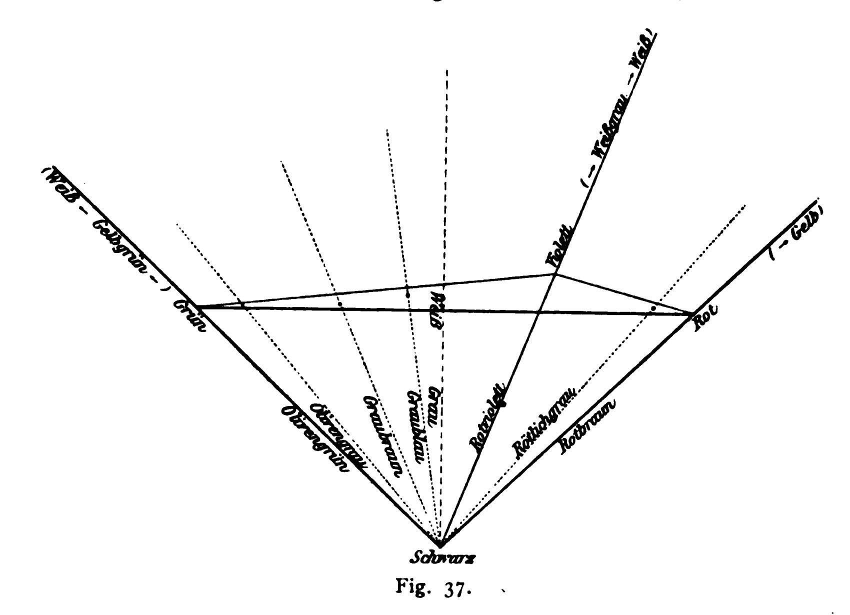


Fig. 37.

benachbarter Farben die relativ am meisten weißlichen (»ungesättigten«) Mischungen gibt. Das ist, wie das Experiment lehrt, zwischen 0,56 und 0,48 μ der Fall.[1]

Diese Farbentafel gestattet die sofortige Erkennung aller Mischungsverhältnisse auf Grund der Schwerpunktskonstruktion. Die graphischen Darstellungen in einer Ebene gestatten keine Berücksichtigung der Farbenänderung durch Variierung der Intensität der Komponenten. Dazu ist noch — wie dies schon beim Hinweis auf den LAMBERTschen Farbenkegel gezeigt wurde — die Zuhilfenahme einer dritten Dimension notwendig. Wählen wir ein rechtwinkelig-dreiachsiges

1 Dieser Konstruktion liegen die Angaben in W. NAGELS Handbuch zugrunde; nach A. KÖNIG und C. DIETERICI (l. c.) würde die Farbentafel ein etwas abweichendes Aussehen haben.

Koordinatensystem und als Einheiten »gleichwertige« Mengen der Komponenten, so erhalten wir eine »Farbenpyramide«, deren Spitze dem »Schwarz« entspricht, während jede von der Spitze ausgehende, dem Körper angehörende Gerade, jede »Farbenachse« die Abstufungen eines bestimmten gesättigten oder ungesättigten Farbentones enthält. Die Kanten umfassen die Töne der Grundfarben, die Seitenflächen die Gemische aus zwei, der Innenraum diejenigen aus drei Komponenten. Die Symmetrieachse umfaßt die Abstufungen zwischen Schwarz und Weiß, d. h. die Töne des »Grau«. Von einer senkrecht zur Schwarz-Weißachse gelegten Ebene schneidet die Pyramide ein Farbendreieck von den oben S. 87 besprochenen Eigenschaften aus. Ist für ein solches die Verteilung der Mischfarben gegeben, so ist sie leicht für den ganzen Farbenkörper zu übersehen, wenn wir die auf S. 66 bzw. 86 geschilderten Änderungen des Tones mit der Intensität und die auf S. 65 gegebenen Hinweise über die Farbennomenklatur berücksichtigen. In Fig. 37 ist eine solche Farbenpyramide skizziert.

Eine derartige Pyramide umfaßt natürlich ebensowenig alle Farben, wie ein geradliniges Dreieck. Ein vollständiger Farbenkörper müßte teils von geraden, teils von krummen Flächen begrenzt sein und einen Querschnitt von ähnlichem Charakter wie Fig. 36 ergeben. Auch würden unter Berücksichtigung des PURKINJEschen Phänomens die »Farbenachsen« nicht geradlinig sein.

Man kann sich alle bekannten Farben durch Mischung dreier »Ur- oder Elementarfarben« entstanden denken, die wir in die Ecken eines unsere vollständige Farbentafel umschließenden Dreiecks zu legen hätten. Der entsprechende Körper müßte natürlich ebenso den vollständigen umfassen. Diese Auffassung führt zu einer Theorie der Farbenempfindung, welche im folgenden Abschnitt besprochen werden soll. (Zu diesem Kap. siehe auch W. ABNEY, Phil. Trans. **205**, 333. Proc. Roy. soc. **76**, 310, 1905.)

Young-Helmholtzsche Theorie der Farbenempfindung.

Die Tatsache, daß

1. das sichtbare Spektrum trotz der unendlich großen Zahl von Wellenlängen nur eine beschränkte Anzahl von Farbenempfindungen erregt, und daß
2. sämtliche Farbenempfindungen als durch Mischung dreier Urfarben entstanden gedacht werden können,

führten TH. YOUNG[1] zu einer später von CL. MAXWELL[2] und besonders von H. VON HELMHOLTZ[3] ausgebauten Theorie der Farbenempfindung, welche in folgenden Sätzen ihren Ausdruck findet:

1. Der farbentüchtige Hellapparat enthält drei Arten von Nervenendigungen; die Reizung der ersten Art ruft die Empfindung von Rot, die der zweiten von Grün, die der dritten von Violett hervor.

2. Ein homogenes (monochromatisches Licht) übt Reize auf alle drei Nervenarten aus, jedoch in ungleichem Maße. Die Fig. 38 veranschaulicht die Verhältnisse für die Farben des sichtbaren Spektrums. Die Abszissen enthalten die Wellenlängen bzw. Spektralfarben, die

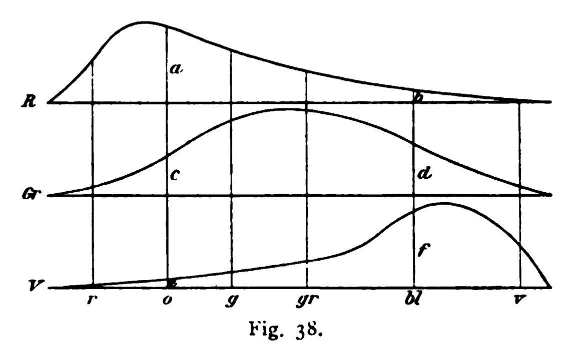


Fig. 38.

[1] Lectures on Natural Philosophy, London 1807. — [2] Edinb. Trans. **21**, 275, 1855. — [3] Siehe Physiol. Optik, 2. Aufl., 1896.

Ordinaten die von den einzelnen Wellenlängen auf die verschiedenen Nervenarten ausgeübten Reizstärken.

3. Werden alle drei Nervenarten gleich stark gereizt, so entsteht die Empfindung von Weiß. Wirken z. B. gleichzeitig Orange und Blau auf das Auge ein, so sind die Einzelreize gegeben durch die Ordinaten a, b bzw. c, d bzw. e, f. Da nun $a + b = c + d = e + f$, so empfängt das Auge den Eindruck von Weiß. Ähnlich kann man die übrigen komplementären Paare ermitteln; man findet dabei, daß zu Grün keine einzelne Farbe komplementär sein kann, sondern ein gleichzeitiger (an und für sich Purpur ergebender) Reiz im Rot und Violett nötig ist, um jener Bedingung zu genügen.

Herings Theorie der Gegenfarben.

Die YOUNG-HELMHOLTZsche Theorie der Farbenempfindung begegnet gewissen Schwierigkeiten, von denen hier nur auf die bei der Interpretation der Schwarzempfindung auftretende hingewiesen werden soll. Man darf wohl kaum das »Schwarz« als ein völliges Nichtempfinden — analog völliger Stille für die Gehörempfindung — auffassen (was übrigens auch HELMHOLTZ nicht tat). Betrachtet man »Schwarz« ebenso wie »Weiß« als eine eigentliche Empfindung, so sind die »Dunkelfarben« wie »Grau«, »Braun«, »Dunkelblau« etc. als Gemische von variablen Mengen von Weiß, Rot, Blau mit Schwarz, bzw. — wenn es sich um ungesättigte Dunkelfarben handelt — als Gemenge von gesättigten Farben mit wechselnden Mengen von Schwarz + Weiß = Grau anzusehen. Ebenso, wie der Gehalt an »Weiß« in einem Gemisch den Grad der »Ungesättigtheit« desselben bedingt, würde von dem in einem Farbengemenge enthaltenen Betrag an »Schwarz« der »Dunkelheitsgrad« abhängen.

Es ist ferner nicht zu verkennen, daß zwischen den Farbenempfindungen Rot und Grün bzw. zwischen Blau und Gelb ein prinzipieller Gegensatz herrscht; es gibt kein rötliches Grün oder gelbliches Blau. Diese Tatsachen finden ihren Ausdruck in der von E. HERING aufgestellten Theorie der »Gegenfarben«. Nach E. HERING gibt es sechs Komponenten der Farbenempfindung: Urrot, Urgrün Urgelb, Urblau, Weiß und Schwarz, deren Mischungen in variablen Verhältnissen die (kein Weiß enthaltenden) gesättigten und die (Weiß enthaltenden) ungesättigten farbigen, sowie die (nur aus Weiß und Schwarz zusammengesetzten) farblosen Empfindungen hervorrufen, wobei — wie schon oben angedeutet — die Dunkelheit des Gemenges von dem Betrag an beigemischtem Schwarz abhängt.

Die »Hell«empfindungen Weiß, Urrot und Urgelb sollen einem Dissimilationsprozeß (Zersetzung der lichtempfindlichen Nervensubstanz), die »Dunkel«empfindungen Schwarz, Urgrün, Urblau einem entgegengesetzten Assimilationsvorgang entsprechen. — Auch die HERINGsche Theorie vermag nicht alle Beobachtungsergebnisse zu erklären.

Normale und anomale Farbensysteme.

Jeder Chemiker, Physiker etc., der sich mit spektroskopischen, photometrischen u. dergl. Studien befaßt, sowie ferner die Farbstoffchemiker usw. müssen sich über die Farbentüchtigkeit ihrer Augen Klarheit verschaffen. Wir wollen die Eigentümlichkeit normaler und anomaler Farbenempfindung an der Hand der YOUNG-HELMHOLTZschen Theorie betrachten.

I. *Trichromatische Augen.* Die drei Reizkurven entsprechen der schematischen Darstellung in Fig. 38.

a) Normale Trichromaten. Die Mehrzahl der menschlichen Augen repräsentiert normale trichromatische Farbensysteme. Die in Fig. 38 schematisch gezeichneten Reizkurven haben nach den Untersuchungen von A. KÖNIG und

C. DIETERICI[1] die den ausgezogenen Kurven in Fig. 39 entsprechenden Formen. Dieses auf das normale Sonnenspektrum bezogene Diagramm wurde durch Farbenmischungsversuche gewonnen; als Grundfarben dienten das Rot und das Violett der Endstrecken, sowie ein Grün der Wellenlänge $\lambda = 502\ \mu\mu$. Trägt man die zur Mischung gelangten Quantitäten als Ordinaten zu den Wellenlängen als Abszissen auf, so erhält man die in Fig. 39 angegebenen Elementarempfindungskurven. Da physiologische Anhaltspunkte fehlten, haben KÖNIG und DIETERICI — was rechnerisch am einfachsten war — das gemeinsame Grundmaß für die Elementarempfindungen so gewählt, daß

$$\int R\,d\lambda = \int Gr\,d\lambda = \int V\,d\lambda = 1000\,,$$

d. h. daß die von den drei Reizkurven umschlossenen Flächenstücke gleich wurden. Ob die gewählten Grundfarben den eigentlichen »Urfarben« entsprechen, läßt

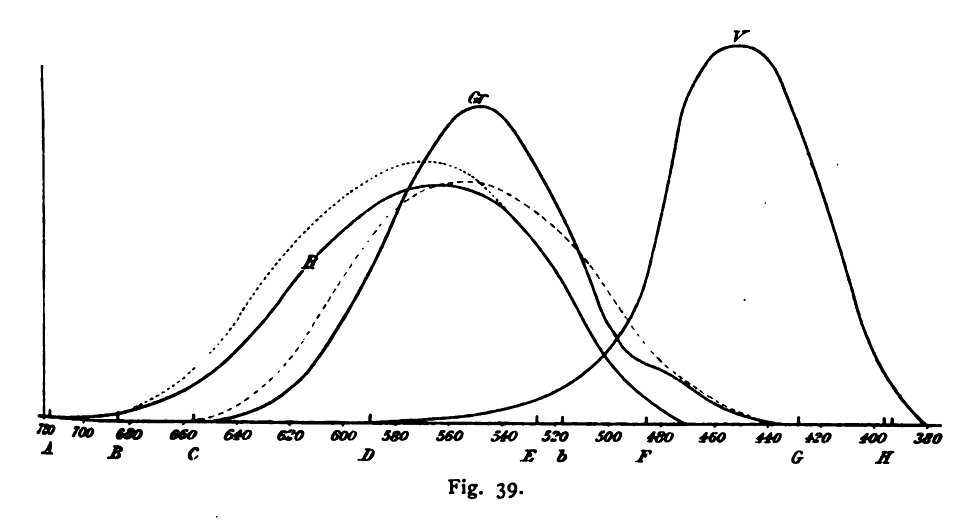


Fig. 39.

sich aus der Lage der Kurvenschnittpunkte erkennen; beispielsweie müßte die dem Schnittpunkte der R- und Gr-Kurve entsprechende Farbe (λ ca. 580 $\mu\mu$) bei Intensitätsänderungen ihren Farbton völlig unverändert beibehalten, da die beiden erregenden Reize (der dritte ist fast Null) stets mit gleicher Stärke einwirken. Derartige Erwägungen und ihre experimentelle Prüfung, an den sich außer den genannten Forschern noch BRÜCKE, BEZOLD, FR. und S. EXNER, V. GRÜNBERG u. a. beteiligten, haben zu dem Ergebnis geführt, daß den »Urfarben« ein etwas außerhalb des Spektrums (nach dem Purpur hin) gelegenes Rot, ein Grün λ ca. 507 und ein Blau λ ca. 475 $\mu\mu$ entsprechen. Daraus läßt sich das eigentliche (umschließende) Farbendreieck (siehe S. 88) etc. konstruieren. Die Rotkurve scheint nach neueren Arbeiten sich bis ca. 400 $\mu\mu$ zu erstrecken. Was speziell die Mischungen langwelliger Lichter aus Rot $\lambda = 670{,}8\ \mu\mu$ und Grün $\lambda = 552{,}0\ \mu\mu$ betrifft, so gibt folgende von J. VON KRIES[2] mitgeteilte Tabelle eine Übersicht über die Mengenverhältnisse der Komponenten für normale trichromatische Augen. Die Maßeinheiten sind die in einem prismatischen Gaslichtspektrum enthaltenen Quantitäten jener Lichter.

---

[1] Sitzgsber. Akad. Berlin 1886 (2), 805; Zeitschr. f. Psychol. und Physiol. der Sinnesorgane 4, 241, 1886; vgl. ARTHUR KÖNIG, Naturw. Rundschau 1886, Nr. 50, Beilage; siehe ferner zu diesem Kapitel B. DONATH, Die Grundlagen der Farbenphotographie. Braunschweig 1906. O. STEINDLER, Wiener Ber. 115, IIa, 1, 1906. — [2] W. NAGELS Hanbb. III, (1) 123.

Wellenlänge für das der Mischung entsprechende Spektralgebiet	Für ein normales trichromatisches Auge erforderliche Mengen an Licht der Wellenlänge	
	670,8	552,0
670,8	1,00	—
628	2,84	0,14
615	3,11	0,38
603	3,05	0,69
591	2,27	0,94
581	1,39	1,07
571	0,82	1,28
561	0,24	1,13
552	—	1,00

b) Anomale Trichromaten.

α) Grün-anomale Augen. Die Verhältniszahlen für das Grün (Fig. 39) müssen innerhalb des Gebietes 660 bis 575 $\mu\mu$ erhöht, jenseits 575 $\mu\mu$ erniedrigt werden. Die *G*-Kurve hat demnach etwa den durch die gestrichelte Linie angedeuteten Verlauf. Derartige Augen sind nicht selten.

β) Rot-anomale Augen. Die Verhältniszahlen müssen zugunsten des Rot erhöht werden. Die *R*-Kurve hätte demnach etwa die durch die punktierte Linie dargestellte Form. Solche Augen sind selten.

γ) Violett-anomale Augen scheinen noch nicht beobachtet worden zu sein.

Die Feststellung anomaler Trichromasie geschieht in der Weise, daß man ein bestimmtes Gelb durch Mischung aus gegebenem Rot und Grün (vgl. z. B. die Tab. oben) herstellen läßt und das Mischungsverhältnis mit dem für die Mehrzahl der Augen notwendigen vergleicht.

II. *Dichromatische Augen.* Von den drei Reizkurven in Fig. 38 fallen zwei in einer Kurve zusammen, welche ungefähr die Mittelwerte der für normale Augen zusammengehörigen Ordinaten umfaßt. Diese zuerst von ADOLF FICK[1] aufgestellte Theorie verdient vor der älteren Annahme des Ausfalles einer Reizkurve (Fehlen einer Art von Nervenendigungen) aus hier nicht näher zu erörternden Gründen den Vorzug. Es sind demnach drei Arten dichromatischer Augen möglich. Am übersichtlichsten werden die Verhältnisse, wenn wir mit A. FICK die Reizkurven nicht auf ein gewöhnliches Spektrum, sondern auf ein Spektrum von konstanter Helligkeit in allen Gebieten beziehen. Die Summe der Ordinaten für die drei Kurven muß also überall denselben Wert haben, wie es die zu Fig. 38 analoge Darstellung in Fig. 40 zeigt.

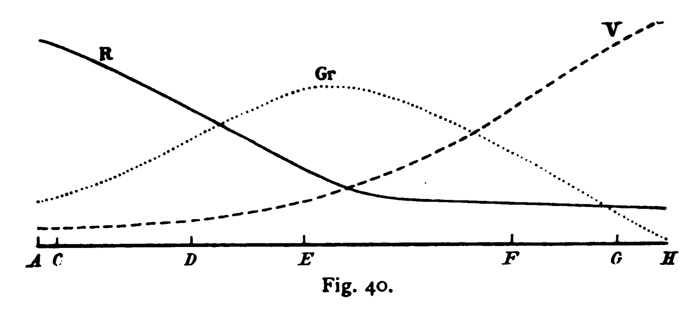


Fig. 40.

Um ferner noch die Frage zu beantworten, wie den Dichromaten die Purpurnuancen erscheinen, wollen wir die Reizkurven auf einen geschlossenen Kreis als Abszisse beziehen, der gleich helle Spektralfarben und Purpurnuancen umfaßt. Die Fig. 41 stellt in dieser Weise die Verhältnisse für ein normales trichromatisches Auge dar; die für die drei Arten von Dichromaten gültigen Fig. 42 bis 44 lassen erkennen, daß es für jeden der drei Fälle zwei Punkte gibt, in denen sich die drei Reizkurven schneiden. Diese

[1] PFLÜGERS Archiv 64, 313, 1896. Den Hinweis auf diese Theorie und ihre graphische Darstellung verdanke ich meinem verehrten Kollegen, Herrn Professor Dr. F. SCHENCK.

ndifferenzpunkte« im Spektrum bzw. im Purpur erscheinen dem betreffenden Auge :mnach Weiß (oder bei geringeren Intensitäten Grau).

a) Gelb-Violett-Seher. Die Rot- und die Grünkurve fallen zusammen; g. 42. Das Auge sieht das :sättigte Gelb, das daran an-enzende Gebiet des Spek-ums sowie des Purpurs weiß-ch Gelb, und zwar um so eißlicher, je näher wir an ie Indifferenzpunkte im Grün zw. Purpur kommen; jenseits ieser Punkte sieht das Auge eißliches (zum Gelb komlementäres) Violett, dessen ättigungsmaximum am äußerten Ende des brechbareren pektralteiles liegt.

b) Rot-Blaugrün-ieher. Die Grün- und die 'iolettkurve fallen zusammen. 'ig. 43. Die Indifferenzpunkte iegen im Gelbgrün bzw. im ioletten Purpur. Das Auge ieht also Rot und seine weiß-ichen Abstufungen, sowie laugrün und seine ungesättig-en Töne.

c) Grün-Purpur-ieher. Die Rot- und die 'iolettkurve fallen zusammen. 'ig. 44. Die Indifferenzpunkte iegen im Orange und im Blau.)as Auge sieht Grün, Purpur ınd deren weißliche Abstu-ungen.

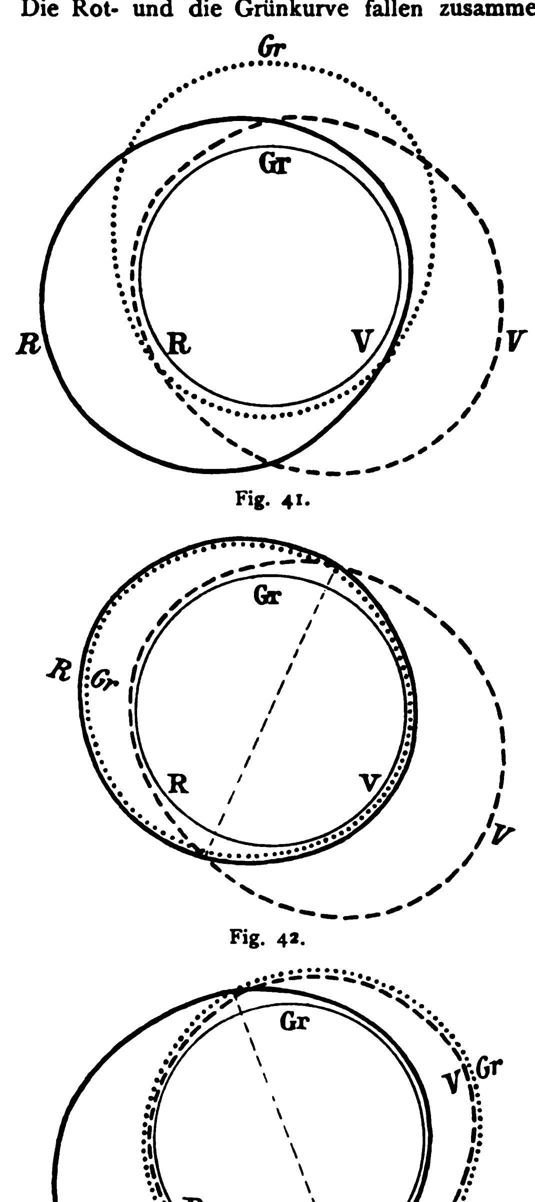


Fig. 41.

Fig. 42.

Fig. 43.

Konstruiert man sich die lem König-Dietericischen)iagramm entsprechenden ₹eizkurvensysteme für die drei \rten dichromatischer Augen, o kann man leicht erkennen, 'ie sich den Dichromaten das ıormale Sonnenspektrum dar-tellt. Das Helligkeitsmaximum iegt an der nämlichen Stelle, 'ie bei normalen Augen. Die 'arbentafel für dichromatische \ugen schrumpft in eine durch len »Weiß«punkt gehende ;erade, die Farbenpyramide n eine die »Weiß«achse in ich enthaltende Fläche zusammen. Am häufigsten sind dichromatische Augen 'om Typus a); weniger oft kommt Typus b) vor. Typus c) ist äußerst selten. Die Jntersuchung auf Dichromasie geschieht einfach in der Weise, daß man mittels

einer Quarzplatte zwischen einem Doppelspat und einem Nicol zwei komplementär gefärbte Felder erzeugt und feststellt, welche komplementäre Farben dem betreffenden Auge gleich, d. h. Weiß (bzw. Grau) erscheinen. Für genauere Untersuchungen dient das HELMHOLTZsche Leukoskop.[1]

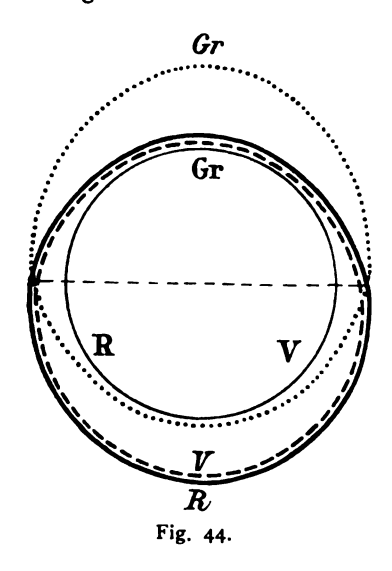


Fig. 44.

III. *Monochromatische Augen.* Die drei Reizkurven fallen derart zusammen, daß die entstehende Kurve die Mittelwerte der für normale Augen geltenden Ordinaten umfaßt. Monochromaten dieser Art — die sehr selten zu sein scheinen — erkennen nur Helligkeitsunterschiede, aber keine Farbenunterschiede. Das Helligkeitsmaximum im Spektrum liegt an der nämlichen Stelle, wie bei normalen Augen.

Stäbchenseher. Fehlen einem Auge überhaupt die farbentüchtigen Zapfen, so verhält es sich wie das normale Auge beim Dämmerungssehen; die totale Farbenblindheit dieser Art, die häufig vorkommt, unterscheidet sich also von der unter III geschilderten dadurch, daß das Helligkeitsmaximum im Spektrum nicht dem Maximum beim Hellsehen, sondern demjenigen beim Dämmerungssehen entspricht (vgl. S. 70).

Mathematische Formulierung der Farbenempfindlichkeit des Auges.

E. RASCH[2] hat für die Helligkeitsfaktoren $\mathfrak{H}_\lambda$ die Formel

$$\mathfrak{H}_\lambda = \left(\frac{\lambda}{\lambda_m} e^{1-\frac{\lambda}{\lambda_m}}\right)^n$$

auf nicht näher angegebenem Wege abgeleitet; λ_m ist gleich 0,535 μ (Helligkeitsmaximum im isenergetischen Spektrum bei mittlerer Helligkeitsstufe). Die beste Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung ergab sich, wenn $n = 23^0$ gesetzt wurde.

Eine ausführliche mathematische Untersuchung hat D. A. GOLDHAMMER[3] über diesen Gegenstand angestellt. Er bezieht die Helligkeitsfaktoren $\mathfrak{H}'_\lambda$ auf $\lambda_0 = 0{,}500\ \mu$, d. h. auf diejenige Wellenlänge, bei welcher die Maxima der Rot- und Grünempfindungskurve bei sehr geringer Intensität eines isenergetischen Spektrums zusammenfallen. Die Gesamthelligkeit für irgend eine Lichtstrahlung ist

$$J = \int_0^\infty \mathfrak{H}'_\lambda S_\lambda d\lambda,$$

worin $S_\lambda d\lambda$ die Energie des Spektralgebietes $d\lambda$ bedeutet; macht man von der WIENschen Formel 6, S. 27 und von der RASCHschen Gleichung 9c, S. 4 Gebrauch, so ergibt sich

$$\int_0^\infty \mathfrak{H}'_\lambda \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} d\lambda = K' e^{-\frac{K}{T}};$$

nun ist

$$e^{-\frac{K}{T}} = \lim_{n=\infty} \left(1 + \frac{K}{nT}\right)^n,$$

[1] Physiol. Optik 1896, 368. — [2] Z. f. Elektrotechn. u. Maschinenbau 1904, Heft 1—4. — [3] D. A 16, 621, 1905.

und es folgt, wie GOLDHAMMER eingehend zeigt, die Beziehumg

$$\mathfrak{H}'_\lambda = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} e^{1-\frac{\lambda_0}{\lambda}}\right)^{n-4}.$$

Für n wurden Werte zwischen ca. 370 und 140 gesetzt.

Die Formel von GOLDHAMMER gibt die Beobachtungen von A. KÖNIG, S. P. LANGLEY, A. PFLÜGER u. a. an Mono-, Di- und Trichromaten bei der Reizschwelle und bei verschiedenen Helligkeitsstufen befriedigend wieder (nur die Farbenempfindlichkeit der Trichromaten bei hohen Helligkeitsstufen ist durch jene Formel nicht gut darstellbar; für diese Verhältnisse gelten nicht die Voraussetzungen GOLDHAMMERS). Die GOLDHAMMERsche Formel, sowie auch die sehr ähnliche von RASCH, sind der Form nach mit der aus dem WIENschen Gesetz folgenden Gleichung 8, S. 30 identisch.

Grundzüge der Photometrie.

Photometrie der Gesamthelligkeit.

Die Photometrie hat, wie schon auf S. 65 gesagt wurde, die Aufgabe, den physiologisch-optischen Wert der von einer Lichtquelle ausgehenden Strahlung

$$\int_0^\infty S_\lambda \, d\lambda$$

zu untersuchen. Während wir die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalles auf eine gewiße Fläche in gegebenem Abstand auftreffende Strahlung selbst exakt physikalisch (mit Hilfe des Bolometers oder dergl.) messen und in physikalischem Maß (etwa in g-cal.) ausdrücken können, haben wir es bei der Photometrie mit einer **physiologischen** Messung zu tun, indem wir die Wirksamkeit eines durch die Pupillenöffnung des Auges oder sonstwie begrenzten Teiles jener Strahlung auf die Netzhaut untersuchen. In erster Linie handelt es sich um die Feststellung der **Stärke** (nicht der Qualität) des ausgeübten Reizes, um die Messung der **Helligkeit** der Strahlung. Wir können auf zwei verschiedenen Wegen zu einem Maß der Helligkeit gelangen:

1. indem wir den generellen Schwellenwert durch (in allen sichtbaren Spektralgebieten) gleichmäßige Schwächung der Strahlung aufsuchen und die Helligkeit proportional dem dazu nötigen Schwächungsbetrag setzen (Auslöschungsmethode);
2. indem wir die Helligkeit der zu untersuchenden Strahlung oberhalb der Reizschwelle in geeigneter Weise mit der Helligkeit der Strahlung einer Normallampe vergleichen und auf diese Einheit beziehen. (Vergleichsmethode.)

Die zweite Methode ist die einwandfreiere; ihre Grundlagen werden später beschrieben. Indirekt gelangen wir zu einer derartigen photometrischen Messung, wenn wir die Energiekurven der betreffenden Strahlung mit den Helligkeitsfaktoren der entsprechenden Intensitätsstufe kombinieren, wie dies auf S. 74 besprochen wurde; der Inhalt der von der Reizkurve r begrenzten »Helligkeitsfläche«

$$\int_0^\infty \mathfrak{H}_\lambda S_\lambda \, d\lambda$$

gibt die Helligkeit jener Strahlung bezogen auf diejenige einer nahezu monochromatischen Leuchtquelle, deren Farbe der Wellenlänge λ mit dem Faktor $\mathfrak{H}_\lambda = 1$ entspricht, und deren (unter gleichen Bedingungen gemessene) Energie-

strahlung $S_\lambda \, d\lambda = 1$ ist. Hierbei wird die sehr wahrscheinliche Annahme gemacht, daß die Helligkeit einer zusammengesetzten Strahlung gleich der Summe der Helligkeiten der spektralen Teilstrahlungen ist.[1] Die durch jenes Integral definierte Größe wollen wir als »Lichtquantität« $\mathfrak{L}$ bezeichnen.

Es sei hier nochmals hervorgehoben, daß das Auge keine akkumulierende Fähigkeit besitzt, die physiologische Wirksamkeit also (innerhalb gewisser Grenzen, vgl. S. 82) nicht von der Einwirkungsdauer der Lichtquantität auf der Netzhaut abhängt. Die Stärke des von dem Auge empfundenen Eindruckes wird bei gleichbleibender spektraler Zusammensetzung der Strahlung von der Menge der in der Zeiteinheit auf ein Netzhautelement (Zapfen) einwirkenden Energie bedingt (Analogon mit der Erregung einer Potentialdifferenz an einer lichtempfindlichen Elektrode, siehe S. 82); die Größe der bestrahlten Netzhautpartie ist belanglos für die Stärke der Helligkeitsempfindung, wenn wir den Fall, daß nur ein Teil eines Netzhautelements durch das Bild einer punktförmigen Lichtquelle (Fixstern) beleuchtet wird, sowie das »Dämmerungssehen« (vgl. S. 68) hier außer Betracht lassen.[2] Die von einem selbstleuchtenden, reflektierenden oder desgl. Objekt erregte Helligkeitsempfindung nennen wir dessen »scheinbare Helligkeit« und definieren sie ganz allgemein als das Verhältnis der im Netzhautbild sich ver-

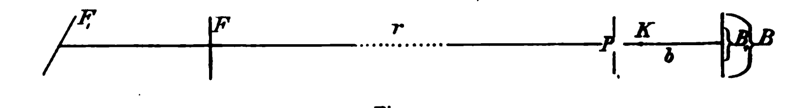


Fig. 45.

einigenden »Lichtquantität« zu der »Bildfläche«. In Fig. 45 sei F eine leuchtende Fläche, deren Flächeneinheit einer parallel zur ihr im Abstand 1 gelegenen Flächeneinheit senkrecht die Lichtquantität $\mathfrak{l}$ pro Zeiteinheit zusendet; P bedeutet die Pupillenöffnung des Auges, B die Bildfläche auf der Netzhaut; r sei der Abstand der Fläche von dem vorderen Knotenpunkt des Auges (den wir gleich dem Abstand der Fläche F von der Pupille setzen dürfen, wenn die Entfernung der Pupille vom Knotenpunkt klein neben r ist) und b sei der Bildabstand vom Knotenpunkt. Es ist dann allgemein

$$B = \frac{b^2 F}{r^2}.$$

Nun ist die auf die Pupillenöffnung auftreffende Lichtquantität (vorausgesetzt, daß die Strahlen nahezu parallel auf P auffallen)

$$\mathfrak{L} = \frac{F \mathfrak{l} P}{r^2}; \tag{1}$$

infolge der Absorptionsverluste etc. im Auge kommt auf die Netzhaut der Betrag

$$\mathfrak{L}' = \frac{\mathfrak{L}}{m} = \frac{F \mathfrak{l} P}{m r^2};$$

also ist die »scheinbare Helligkeit« von F

$$H = \frac{\mathfrak{L}'}{B} = \frac{\mathfrak{l} P}{m b^2} = K \mathfrak{l} P. \tag{2}$$

Bei konstanter Pupillenöffnung ist also die scheinbare Helligkeit H lediglich abhängig von der Lichtquantität, welche die Flächeneinheit von F aussendet, dagegen unabhängig von der Größe, Entfernung und Neigung der leuchtenden

---

[1] Vgl. W. NAGEL, Handb. d. Physiol. Bd. III (Abschnitt 3, bearb. von J. VON KRIES), S. 261. — [2] Vgl. z. B. G. MÜLLER, Photometrie der Gestirne, Leipzig 1897, S. 157 f.; O. CHWOLSON, Lehrbuch der Physik 1904, Bd. II, S. 593.

Fläche. Daß tatsächlich auch die Neigung belanglos ist, mag für die im Abstand r_1 befindliche Fläche F_1, welche unter einem Winkel $R—\alpha$ zur Strahlenrichtung geneigt ist, gezeigt werden; es ist nämlich (nach S. 12) in diesem Fall

$$\mathfrak{L}_1' = \frac{P\mathfrak{l} F_1 \cos\alpha}{m r_1^2}, \quad B_1 = \frac{b^2 F_1 \cos\alpha}{r_1^2},$$

woraus wiederum

$$H = K\mathfrak{l} P$$

folgt; eine leuchtende Fläche erscheint uns also gleich hell, unter welchem Winkel wir sie auch betrachten; ist sie gewölbt (Sonne, glühender Zylinder), so zeigen alle Teile gleiche Helligkeit.

Es müssen hier einige Ausführungen über das Gültigkeitsbereich des Lambertschen Kosinusgesetzes gegeben werden. Für Selbststrahler gilt es im allgemeinen recht gut; die theoretische Erklärung dafür, die auf S. 12 kurz gestreift wurde, ist in großen Zügen die folgende:

Die Emission eines Selbststrahlers kommt, wie schon auf S. 36 erwähnt, nicht lediglich aus der Oberfläche, sondern auch aus tieferen Schichten, da ja alle Stoffe in mehr oder weniger dünnen Schichten für Strahlung durchlässig sind. In Fig. 46 sei c die Dicke einer Schicht, welche ein Strahl im Innern der Substanz durchlaufen kann, ohne vollkommen absorbiert zu werden. Wir beschreiben um den in der Oberfläche des Strahlers gelegenen Punkt M einen Kreis vom Radius c, und betrachten zwei Zylinder vom Querschnitt q, deren einer senkrecht zur Oberfläche steht, während der andere unter dem Winkel α zu dem ersteren geneigt ist. Dann treffen von der Fläche NP und OQ auf die in gleichen Entfernungen (r) gelegenen Flächen q gleiche Strahlungsmengen, da sie von den annähernd gleich großen Zylindern $NPP'N'$ und $OQQ'O'$ emittiert werden; es ist aber $NP = OQ \cos\alpha$, demnach, wenn NP senkrecht auf q die Strahlung s' sendet, die von NP unter dem Austrittswinkel α auf q treffende Strahlung

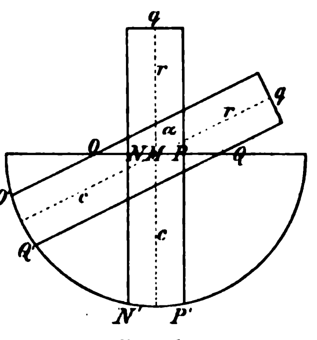


Fig. 46.

$$s'_\alpha = s' \cos\alpha .$$

Die eingehendere Begründung des Lambertschen Gesetzes auf dieser Grundlage wurde von Fourier, Zöllner, Poisson und E. v. Lommel[1] gegeben. Experimentell ist das Gesetz von W. Möller[2] an glühendem Platin bestätigt worden. Für beleuchtete Flächen gilt das Lambertsche Gesetz dagegen nur in erster Annäherung. Daß es überhaupt nicht gelten kann, wenn das betreffende System einen Teil der auffallenden Strahlung regelmäßig reflektiert (spiegelt), bedarf keiner weiteren Auseinandersetzung. Aber auch für möglichst diffus reflektierende Oberflächen hat es nur beschränkte Gültigkeit; Lommel hat gezeigt, daß zur strengen Erfüllung der Lambertschen Forderung der »völlig matte« Körper von allen Seiten gleichmäßig beleuchtet werden muß. H. Wright[3] fand an Oberflächen aus sehr stark gepressten Pulvern, daß bei konstantem Einfallswinkel β die Emission proportional $\cos\alpha$, dagegen bei konstantem Austrittswinkel α nicht proportional $\cos\beta$ ist.

Bei den für die »scheinbare Helligkeit« verschieden großer Flächen abgeleiteten Forderungen war vorausgesetzt, daß die Pupillenöffnung konstant bleibt.

---

[1] W. A. **10**, 449, 1880; **36**, 473, 1889. Siehe dazu A. Winkelmanns Handbuch der Physik 2. Aufl., 1906, Bd. VI, S. 749. — [2] Elektrotechn. Z. **5**, 370, 405, 1884; W. A. **24**, 266, 1885. — [3] D. A. **1**, 17, 1900. Siehe daselbst die Zusammenstellung älterer Literatur.

Da diese aber reflektorisch von der auf die Netzhaut fallenden Lichtquantitä reguliert wird (der Pupillendurchmesser schwankt zwischen ca. 8 mm bei gute Dunkeladaptation und ca. 1 mm [und weniger] bei sehr starker Beleuchtung), is es bei der Prüfung der im vorigen Absatz besprochenen Beziehungen u. ähnl nötig, die wirksame Pupillenöffnung durch ein vorgesetztes enges Diaphragm: konstant zu halten. Daß die scheinbare Helligkeit bei Änderung der Pupillen öffnung letzterer proportional ist, zeigt die Betrachtung auf S. 96. (Vgl. auch S. 71.

Erscheint die zur Einwirkung gelangende Lichtquelle punktförmig (Fixstern) so daß nur ein Teil eines Netzhautelements gereizt wird, so liegen die Verhält nisse ganz anders; die scheinbare Helligkeit ist dann (unter sonst gleichen Um ständen) umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung.

Wir wollen nun die optische Wirksamkeit einer leuchtenden Fläche au ihre Umgebung betrachten. Ein Maß dafür haben wir in der scheinbaren Hellig keit, welche einer bestimmten Fläche durch die Bestrahlung von seiten unsere Lichtquelle erteilt wird. Es ist ohne weiteres klar, daß die hervorgerufene schein bare Helligkeit nicht nur durch den Betrag der von der Flächeneinheit de leuchtenden Fläche emittierten Lichtquantität, sondern auch durch Größe, Neigun und Entfernung der Lichtquelle von der bestrahlten Fläche, sowie durch di Neigung der letzteren zur Strahlenrichtung gemäß den auf S. 12 bis 13 diskutierte Entfernungs- und Kosinusgesetzen bestimmt wird. Rufen zwei Lichtquellen au gleicher Entfernung auf zwei völlig gleich beschaffenen und gleich zur Strahler richtung geneigten Flächen die nämliche scheinbare Helligkeit hervor, so sage wir, sie besitzen die gleiche »Lichtstärke« J (»Lichtintensität«, »Leuchtkraft« »objektive Helligkeit« etc.); die auf die Einheit jener beiden Flächen auftreffende Lichtquantitäten sind alsdann gleich.

Wir wollen nun sehen, wie wir Leuchtquellen mit den verschiedenen Lich stärken J_1 und J_2 miteinander vergleichen können. Diese Lichtquellen mög auf zwei gleich weit von ihnen entfernten, gleich beschaffenen und geneigt Flächen die scheinbaren Helligkeiten H_1 und H_2 hervorrufen; dann vermag d Auge nur zu entscheiden, ob H_1 und H_2 (mithin J_1 und J_2) gleich oder v schieden sind; ein Maß der Verschiedenheit vermag es jedoch nicht anzugeb (Unterschied von Bolometern etc.). Bezeichnen wir die von den Helligkeiten H_1 und H_2 hervorgerufenen Empfindungsstärken mit E_1 bzw. E_2, so ist nach S.

$$E_1 - E_2 = K (\log H_1 - \log H_2);$$

da also nach diesem WEBER-FECHNERschen Gesetz nicht die scheinbaren Hell keiten, sondern deren Logarithmen zur Empfindung kommen, so ist es zwe mäßig, die Helligkeitslogarithmen als Maß in die Photometrie einzuführen.

Da das Auge keine Helligkeitsmessung direkt ausführen kann, schlagen einen indirekten Weg zur photometrischen Vergleichung ein. Für Lichter v gleicher spektraler Zusammensetzung, also mit gleicher Form der Energiekur im sichtbaren Gebiet, ist die Lichtstärke J offenbar proportional der Energie des sichtbaren Spektralgebietes; schwächen wir die letztere in allen Spektr regionen gleichmäßig auf $\frac{1}{n}$, so ist die übrigbleibende Lichtstärke J' im gleich Maße gegen J herabgesetzt. Wir können also schreiben

$$J = K A$$

und

$$J' = K \frac{A}{n} = \frac{J}{n}. \qquad ($$

Auf dieser Überlegung beruhen die wichtigsten photometrischen Method deren Grundzug etwa der folgende ist: Man beleuchtet zwei völlig gleich b schaffene und gleich zur Strahlenrichtung geneigte Flächen aus der nämlich Entfernung mit den zu vergleichenden Lichtquellen, deren Lichtstärken J_1 und

($J_1 > J_2$) seien; die hervorgerufenen scheinbaren Helligkeiten seien H_1 und H_2; man vermindert die Intensität der von der stärkeren Lampe ausgehenden Strahlung so lange, bis $H_1 = H_2$ geworden ist; war hierzu eine Schwächung von $\varDelta$ auf $\frac{\varDelta}{n}$ erforderlich, so ist

$$\frac{J_1}{n} = J_2 . \tag{4}$$

Ist nun die Farbe der zu vergleichenden Lichtquellen völlig dieselbe und erweist sie sich auch bei allen für die Messung in Betracht kommenden Helligkeitsstufen für beide als identisch, so ist auch unabhängig von den Energieverhältnissen

$$J_1 = n J_2 ; \tag{5}$$

wir haben alsdann einen Fall isochromer Photometrie. Daß man gleichfarbige und gleichhelle Lichter von sehr verschiedenem Energiebetrag $\varDelta$ des sichtbaren Spektrums herstellen kann, zeigen die Ausführungen über Farbenmischung (S. 86).

Ist die Farbe der Lichtquellen jedoch verschieden, so können wir im allgemeinen des PURKINJE-Phänomens wegen aus Gl. 4 nicht auf Gl. 5 schließen. Auch wenn die Farbe beider Lampen zwar innerhalb eines gewissen Helligkeitsintervalles, aber nicht für alle bei der Messung in Betracht kommenden Intensitätsstufen identisch ist, gilt für die letzteren die Gleichung 5 nicht streng, doch wird die Abweichung sehr gering sein. Daß zwei Lichter auf einer gewissen Helligkeitsstufe völlig gleich gefärbt und gleich hell sein können, bei Variierung der Intensität aber sowohl ihre Farbe zu ändern als auch Helligkeitsdifferenzen aufzuweisen vermögen, kann man aus folgender Überlegung erkennen. Stellt man zwei gleich helle weiße (bzw. graue) Lichter her, indem man einmal Rot + Blaugrün, das andere Mal Grüngelb + Violett mischt, so wird bei starker Intensitätssteigerung das erstere Rotweiß, das andere Gelbweiß erscheinen, und die Helligkeit beider wird eine gewisse Verschiedenheit erkennen lassen. In all diesen Fällen haben wir es mit heterochromer Photometrie zu tun.

Wir müssen nun untersuchen, inwieweit das PURKINJE-Phänomen die Genauigkeit photometrischer Messungen beeinträchtigt. Bei dem zuletzt geschilderten Fall kann man die verursachten Fehler ohne Frage vernachlässigen, da die Farbenänderungen sehr gering sind; auch bei der Vergleichung solcher heterochromer Lampen, deren Farben wenig verschieden sind, wird das PURKINJE-Phänomen keinen großen Einfluß haben; je weiter jedoch die beiden Farben im Farbenkreis voneinander abstehen, desto größer wird im allgemeinen (siehe die Ausführungen S. 73) der Fehler, wenn wir aus Gl. 4 auf Gl. 5 schließen. Da das PURKINJE-Phänomen bei hohen Helligkeitsstufen verschwindet, wird man von seinen Einflüssen bei der heterochromen Photometrie überhaupt ziemlich frei sein, wenn die Intensität der auf gleiche Helligkeit eingestellten Vergleichsfelder ziemlich groß ist. Das ist auch wegen der hohen Unterschiedsempfindlichkeit günstig (vgl. S. 80). Schließlich treten die im vorstehenden geschilderten Bedenken meist schon an und für sich zurück gegen die große Unsicherheit bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit verschiedenfarbiger Lichter, die meist auch um so größer wird, je weiter die Farben auf dem Farbenkreis voneinander entfernt sind. Man ist dementsprechend in der Praxis vornehmlich bestrebt, die Schwierigkeit der heterochromen Vergleichung durch unten näher zu besprechende Verfahren, nach Möglichkeit zu vermindern; dem PURKINJE-Phänomen schenkt man dagegen im allgemeinen weniger Berücksichtigung, was allerdings oft nicht gerechtfertigt ist, da bei vielen photometrischen Bestimmungen, z. B. bei der Vergleichung blauer Bogenlampen mit der rötlichen Hefnerlampe bei niederen Helligkeitsstufen ein n-Wert der Gl. 4 gefunden wird, der nicht auch für Gl. 5 gilt.

Die wichtigste Aufgabe der Vergleichsphotometrie ist, wie wir leicht erkennen, die Konstruktion einer möglichst unveränderlichen »Normallampe«; die der auf S. 95 definierten »Lichtquantität« zugrunde liegende Einheit ist für die Praxis natürlich ungeeignet. Auf die zweckmäßigsten Normalen soll später näher eingegangen werden; hier sei schon vorweg bemerkt, daß die **Hefnerlampe** die geeigneste Lichteinheit repräsentiert; sie ist unseren im folgenden verzeichneten und in Tab. 24 zusammengestellten Definitionen zugrunde gelegt.

Die Hefnerlampe hat in horizontaler Richtung die »Lichtstärke« $J_h = 1$ Hefnerkerze (H.K.); in anderen Richtungen weicht die Intensität — wie überhaupt bei fast allen künstlichen Lichtquellen (s. weiter unten) — von diesem Wert ab. Als »Idealnormale« denkt man sich eine Lampe, die nach allen Richtungen hin die Intensität 1 hat; wir wollen sie »Idealhefnerkerze« (H.K.$_i$) nennen. Eine solche Normale sendet in der Zeiteinheit senkrecht auf die Flächeneinheit im Abstand 1 die Einheit der »Lichtmenge«, 1 Meterhefnerkerzensekunde (M.H.K.S., M.K.S.), und erteilt einer im Abstand 1 senkrecht zur Strahlenrichtung aufgestellten Fläche die Einheit der »Beleuchtung«, 1 Meterhefnerkerze (M.H.K.); den Raumwinkel $\omega = 1$ erfüllt sie mit der Einheit des »Lichtstromes«, 1 Lumen (Lm.). Der Raumwinkel ω, unter dem eine Fläche F von P aus (Fig. 47) gesehen erscheint, ist durch den Mantel des Kegels bestimmt, dessen Spitze in P liegt und dessen Basis F bildet; gemessen wird der Raumwinkel durch das von dem Kegelmantel aus der Oberfläche der um P gelegten Einheitskugel herausgeschnittene Flächenstück K. Alle beliebig entfernten geneigten oder gewölbten Flächen, welche von jenem Kegelmantel begrenzt werden, erscheinen von P aus unter dem nämlichen Raumwinkel ω. Hat der Kegel kreisförmigen Querschnitt, so daß seine Oberfläche als durch Rotation des Winkels φ um den Schenkel PO entstanden gedacht werden kann, so ist

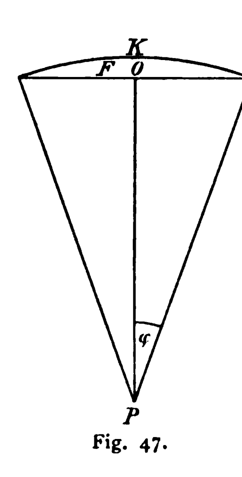


Fig. 47.

$$\omega = 4\pi \sin^2 \frac{\varphi}{2}; \tag{6}$$

daraus folgt für $\omega = 1$

$$\varphi = 32^0 46' 12''.$$

Der Winkel φ ist derjenige Winkel, unter dem der Halbmesser aller von dem Kegelmantel begrenzter kreisförmiger (oder kreisförmig erscheinender) Flächen von P aus gesehen wird; man bezeichnet ihn als »angulären Radius«. Ist der Raumwinkel klein, so kann an Stelle der Kalotte die ebene Schnittfläche F_0 gesetzt werden; der Raumwinkel läßt sich alsdann folgendermaßen ausdrücken:

$$\omega = \frac{F_0}{r^2} = \frac{\varrho^2 \pi}{r^2} = \pi \sin^2 \varphi, \tag{7}$$

worin r der Abstand und ϱ der Radius der kreisförmigen Schnittfläche F ist. Hat der Kegel keinen kreisförmigen Querschnitt, so misst man die Schnittfläche durch ein Quadrat aus, dessen Seitenlänge gleich 1 Bogengrad des Kreises vom Radius r ist; die Flächengröße dieses »Quadratgrades« beträgt

$$\left(\frac{2 r \pi}{360}\right)^2;$$

enthält die Schnittfläche m derartige Quadratgrade, so ist der Raumwinkel

$$\omega = m \left(\frac{2\pi}{360}\right)^2. \tag{8}$$

Man ermittelt den Raumwinkel bei kreisförmigem Kegelquerschnitt durch Messung des angulären Radius mittels des Theodolithen, bei anderem Querschnitt mit Hilfe des L. WEBERschen Raumwinkelmessers[1] (der natürlich auch bei kreisförmigem Querschnitt verwendbar ist).

Der »Lichtstrom« einer Leuchtquelle wird durch optische Vergleichung mit dem von einer Normallampe herrührenden gemessen, und zwar innerhalb eines kleinen Raumwinkels $d\omega$; meist setzt man als Maß für die »Lichtstärke« die für den Lichtstrom in horizontaler Richtung erhaltene Vergleichszahl; da aber die Lichtintensität, wie schon gesagt, sehr mit der Richtung variiert, ist es zu einer genaueren Charakterisierung einer Leuchtquelle nötig, nicht nur die »horizontale Intensität«, sondern die Intensität in den verschiedensten Richtungen zu messen, daraus den »Gesamtlichtstrom« und die »mittlere sphärische Intensität« zu berechnen. Wie dies geschieht, wird weiter unten beschrieben werden. — Eigentlich sollte man die Lichtstärke in einer bestimmten Richtung x nicht mit J_x, sondern mit $J_x\,d\omega$ bezeichnen, was auch oft geschieht.

Wenn wir die den Definitionen der Strahlungsgrößen (S. 14) analogen Begriffsbestimmungen der Photometrie zusammenstellen wollen (Tab. 24, S. 102), so ist es vielleicht am zweckmäßigsten, den Begriff »Lichtstrom« oder »Lichtfluß« zugrunde zu legen. Man denke sich den »Lichtstrom« analog einer Wasserströmung, oder noch besser dem elektrischen Strom; meist erfüllt der »Lichtstrom« bei photometrischen Betrachtungen einen »Raumwinkel«, oder, bei paralleler Strahlenrichtung, einen »Zylinder«; es können aber auch, z. B. bei Linsensystemen etc., anders geformte körperliche Gebilde in Betracht kommen. Die »Beleuchtung« ist analog der »Stromdichte«, die »Lichtmenge« der »Stromstärke«, die »Lichtabgabe« den »Ampèresekunden« etc. (Ganz ebenso kann man natürlich auch mit den Strahlungsgrößen S. 14 verfahren.)

Für »Lichtstärke«, »Beleuchtung« und »Lichtmenge« gelten, wie schon mehrfach erwähnt, die nämlichen Gesetze, welche wir auf S. 12 für »Strahlungsstärke«, »Bestrahlung« und »Strahlungsmenge« kennen gelernt haben. Wir müssen hier auf diese Beziehungen etwas näher eingehen.[2] Das Entfernungsgesetz gilt unter allen Umständen, wenn das Licht sich mit gleicher Geschwindigkeit (isotrope Medien), ohne Absorption und gleichmäßig nach allen Richtungen (ohne Änderung der Strahlenrichtung durch optische Systeme) ausbreitet; sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so ist das Entfernungsgesetz nicht anwendbar; wie die Verhältnisse sich alsdann gestalten, kann hier nicht näher auseinandergesetzt werden; es sei nur erwähnt, daß bei künstlich (durch sphärische Flächen etc.) konvergent, divergent oder parallel gemachten Lichtbündeln überall die gleiche Energiemenge pro Zeiteinheit durch den Bündelquerschnitt geht.

Die Kosinusgesetze, welche auf S. 12 besprochen werden, gelten nur bei annähernder Parallelität der Strahlen, also dann, wenn die Ausdehnung von Lichtquelle bzw. beleuchteter Fläche klein ist im Vergleich zur Entfernung beider. In diesem Falle gilt für die Beleuchtung $\mathfrak{L}'$ einer Fläche F_2 (Fig. 48) durch die leuchtende Fläche F_1 die Gleichung (vgl. S. 13 und 97)

$$\mathfrak{L}' = \frac{\mathfrak{l}\,F_1\,F_2 \cos\alpha \cos\beta}{r^2}, \qquad (9)$$

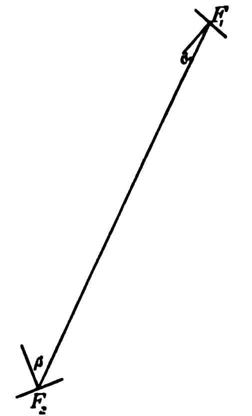


Fig. 48.

worin $\mathfrak{l}$ die von der Flächeneinheit von F_1 auf eine im

[1] L. WEBER, Die Beleuchtung in »Handbuch der Hygiene« 1906, Bd. IV, S. 65. — [2] Man sehe dazu z. B. P. DRUDE, Lehrbuch der Optik. Leipzig, S. Hirzel, 1900, Kapitel IV. Ferner L. WEBER, l. c.

Tabelle 24.

Name	Begriffsbestimmung	Symbol und Formel	Einheit: Definition	Einheit: Bezeichnung
Gesamtlichtstrom (räumliche, sphärische Lichtstärke)	Gesamter in den Raum ausgesandter Lichtstrom	$4\pi J$ (bei einer punktförmigen bzw. allseitig gleich stark leuchtenden Lichtquelle)	Gesamtlichtstrom der »Idealhefnerkerze«	Räumliche (sph sche) Hefnerk ($H.K_{i_{sph.}}$).
Lichtstärke (Lichtintensität, Leuchtkraft, objektive Helligkeit)	Von einer Lichtquelle bzw. einer reflektierenden (oder dergl.) Fläche in bestimmter Richtung ausgesandter Lichtstrom	J_x (richtiger $J_x d\omega$)	Lichtstärke der Hefnerlampe in horizontaler Richtung	Hefnerkerze 1 yr. (H.K.
Flächenhelle (-helligkeit)	Von der Flächeneinheit (cm²) einer Lichtquelle bzw. reflektierenden Fläche senkrecht zur Oberfläche ausgehender Lichtstrom, »Lichtstärke der Flächeneinheit«.	$i = \frac{J_\perp}{f}$ (f = Flächengröße in cm²)	Helligkeit derjenigen Fläche, deren Flächeneinheit (cm²) ⊥ die Lichtstärke 1 H.K. hat	Zentimeterquadratkerz $\frac{H.K.}{cm^2}$.
Beleuchtung (-sstärke)	Auf die Flächeneinheit im Abstand $r \perp$ auffallender Lichtstrom; »Stromdichte« des Lichtflusses	$E = \frac{J}{r^2}$	Beleuchtung der Flächeneinheit (m²) im Abstand 1 ⊥ durch 1 $H.K_i$.	Meterhefnerk (M.H.K.) L (Lx.).
Lichtmenge	Auf die Fläche F im Abstand $r \perp$ während der Zeiteinheit auffallender Lichtstrom; »Stromstärke« des Lichtflusses	$\mathfrak{L} = \frac{JF}{r^2}$	Auf die Flächeneinheit im Abstand 1 ⊥ pro Sekunde von 1 $H.K_i$. gesandter Lichtstrom	Meterhefne kerzensekun (M.H.K.S. Luxsekund (Lx.S.).
Lichtstrom (Lichtfluß)	Erfüllung eines Raumwinkels mit Licht	$\Phi = J\omega$	Lichtstrom von 1 $H.K_i$. im Raumwinkel $\omega = 1$	Lumen (Ln
Lichtabgabe (-leistung)	Produkt aus der Lichtmenge bzw. aus dem Lichtstrom und der Zeit ihres Bestehens	$Q = \frac{JF\vartheta}{r^2}$ bzw. $J\omega\vartheta$	Siehe »Lichtmenge«; bzw. Lichtstrom von 1 Lm. in der Sekunde (Stunde)	Meterhefne kerzensekun bzw. Lume sekunde (Ln [Lumenstun (Lm.St.)].
Scheinbare Helligkeit	Verhältnis der auf die Netzhaut fallenden Lichtmenge zur Größe des erzeugten Bildes	$H = \frac{\mathfrak{L}'}{B}$ (vgl. S. 96)	Scheinbare Helligkeit der Zentimeterquadratkerze	—

Abstand 1 befindliche Flächeneinheit senkrecht auftreffende Lichtmenge, α den Austritts- und β den Einfallswinkel, sowie r die Entfernung der beiden Flächen bedeuten. $F_1 \cos\alpha = F_0$ ist die auf eine senkrecht zur Strahlenrichtung gelegene Ebene ausgeführte Projektion von F_1, und überhaupt von jeder beliebig geformten, in gleicher Entfernung von F_2 befindlichen Fläche; man bezeichnet F_0 als »äquivalente Leuchtfläche«, da man sie (innerhalb des Gültigkeitsbereiches des LAMBERTschen Gesetzes) bei allen photometrischen Erwägungen an die Stelle jener anderen Flächen gesetzt denken kann. Da der Ausdruck

$$\frac{F_1 \cos\alpha}{r^2} = \frac{F_0}{r^2}$$

gleich dem Raumwinkel ω ist, unter dem F_1 von F_2 aus gesehen wird, kann man Gl. 9 auch in der Form

$$\mathfrak{L}' = \mathfrak{l} F_2 \,\omega \cos\beta \qquad (10)$$

schreiben. Es sind also überhaupt alle Flächen, die von F_2 aus unter dem nämlichen Raumwinkel erscheinen, ganz unabhängig von ihrer Entfernung, Lage und Gestalt »äquivalente Leuchtflächen«. Hat F_1 in den verschiedenen Teilen verschiedene Helligkeit (was bei künstlichen Lichtquellen oft der Fall ist), so zerlegt man F_1 in Teilflächen ΔF von variablem $\mathfrak{l}'$ und erhält

$$\mathfrak{L}' = \frac{\cos\alpha \cos\beta}{r^2} \Sigma \mathfrak{l}' \Delta F.$$

Wenn eine der beiden Flächen groß wird, so daß die Strahlen nicht mehr als (nahezu) parallel angesehen werden können, so haben wir die der Gl. 17 auf S. 13 zugrunde liegende Betrachtungsweise anzuwenden, die wir hier wegen ihrer Wichtigkeit für die Beleuchtungslehre etwas ausführlicher als dort geben wollen. In Fig. 49 sei um die Flächeneinheit f als Mittelpunkt eine Halbkugel gelegt. Durch Rotation des Winkels φ um den Schenkel N entsteht der Raumwinkel

$$\omega = 4\pi \sin^2 \frac{\varphi}{2},$$

Fig. 49.

dessen Differential

$$d\omega = 2\pi \sin\varphi \, d\varphi$$

ist. Sendet f in senkrechter Richtung nach der im Abstand 1 gelegenen Flächeneinheit die Lichtmenge $\mathfrak{l}$, so erhält eine Kalotte, deren Mitte auf der Flächennormalen N liegt und deren Radius unter dem Winkel ε von f aus gesehen erscheint, die Lichtmenge

$$\mathfrak{L} = \int_0^{\varepsilon} 2\mathfrak{l}\pi \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi = \mathfrak{l}\pi \sin^2\varepsilon. \qquad (11)$$

Genau die nämliche Menge erhält jede anders geformte und in anderer Entfernung gelegene Fläche, falls ihre (scheinbare) Mitte auf N liegt, und ihr »angulärer« Radius ε beträgt. Naturgemäß gilt die Formel auch umgekehrt für die Strahlung einer großen Fläche nach der Flächeneinheit f. Tritt an Stelle der Flächeneinheit f eine größere Fläche F, so tritt F als Faktor zu der rechten Gleichungsseite; ist F jedoch so groß, daß ε für die einzelnen Teile dieser Fläche verschieden ist, so zerlegt man eine der beiden Flächen in Teilflächen ΔF und bildet den Ausdruck

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{l}\pi \Sigma \sin^2\varepsilon \,\Delta F. \qquad (12)$$

Liegt f bezw. F nicht senkrecht zu N, so ist das Kosinusgesetz nicht anwendbar; die dann erforderlichen Rechnungsmethoden sind vorwiegend in der Astronomie von Interesse und können hier übergangen werden.

Die auf einer Fläche herrschende »Beleuchtung« (»Beleuchtungsstärke«) wird oft als die an jener Stelle vorhandene »Intensität des Lichtes« bezeichnet und, da sie mit der »Stromdichte des Lichtflußes« identisch ist, durch das Symbol J ausgedrückt. Es mag noch darauf hingewiesen werden, daß 1 Meterhefnerkerzensekunde und 1 Lumensekunde zwar gleichen »Stromdichten«, aber verschiedenen »Stromstärken« entsprechen. (Vgl. S. 101.)

Die »Flächenhelle« einer Lichtquelle läßt sich aus der »Beleuchtung«, welche sie in der (unbekannten) Entfernung von r Metern hervorruft und aus dem Raumwinkel ω, unter dem sie von dort aus gesehen wird, berechnen. Die Beleuchtung sei gleich derjenigen, welche eine Lampe von der Intensität J' aus 1 m Entfernung bei senkrechter Inzidenz der Strahlen hervorrufen würde; J' sei also die »scheinbare«, d. h. nicht auf die Entfernung und auf die Neigung zur Strahlenrichtung reduzierte Lichtstärke der in Frage stehenden Lichtquelle; bezeichnen wir deren wirkliche Lichtintensität mit J, den Austrittswinkel mit α, und messen wir ihre Fläche F in m², so ist

$$\frac{J'}{\omega} = \frac{J \cos\alpha}{r^2 \omega} = \frac{J \cos\alpha}{r^2} : \frac{F \cos\alpha}{r^2} = \frac{J}{F}. \tag{13}$$

Gewöhnlich wird die »Flächenhelle« auf 1 cm² Oberfläche der Leuchtquelle bezogen:

$$i = \frac{J}{10\,000\, F} = \frac{J}{f}. \tag{13a}$$

»Flächenhelle« und »Scheinbare Helligkeit« sind, wie aus dem auf S. 96 Gesagten hervorgeht, einander proportional; setzen wir als Einheit der »scheinbaren Helligkeit« die von der Hefnerflamme hervorgerufene Helligkeitsempfindung, so ist, da die Fläche der Hefnerflamme 2,27 cm² beträgt

$$H = 2{,}27\, i. \tag{14}$$

Aus der »Beleuchtung« läßt sich die »indizierte Flächenhelle« i_i berechnen, welche eine Fläche zeigen würde, wenn sie »absolut weiß« wäre, d. h. wenn bei vollständiger »Mattheit« ihre »Albedo« (»Weißheit« = Reflexionsvermögen für alle Strahlen des sichtbaren Spektrums) den Wert 1 hätte. Die Fläche F empfange eine Beleuchtung von n Meterhefnerkerzen; auf 1 cm² komme dabei die Lichtmenge $n\mathfrak{l}$; betrachten wir nun unter den eben besprochenen Voraussetzungen über die Beschaffenheit der Fläche die Lichtstrahlung von 1 cm², so erkennen wir, daß die Lichtmenge $n\mathfrak{l}$ diffus in die Hemisphäre reflektiert wird, und zwar trifft auf eine senkrecht im Abstand 1 cm von F gelegene 1 cm² große Fläche entsprechend der Gl. 11 auf S. 103 die Lichtmenge

$$\mathfrak{l}_1 = \frac{n\mathfrak{l}}{\pi}$$

auf eine senkrecht im Abstand 1 m gelegene 1 cm² große Fläche, demnach die Menge

$$\mathfrak{l}_{100} = \frac{n\mathfrak{l}}{10\,000\,\pi};$$

daraus ergibt sich für F die »indizierte Flächenhelle«

$$i_i = \frac{n}{10\,000\,\pi} \tag{15}$$

und die indizierte »scheinbare Helligkeit«

$$H_i = \frac{2{,}27\, n}{10\,000\,\pi}. \tag{16}$$

Da jedoch die Bedingungen völliger »Mattheit« und »Weißheit« (vgl. S. 97) niemals erfüllt sind, zeigen die »effektive Flächenhelle« i_e und die »effektive scheinbare Helligkeit« H_e stets mehr oder weniger große Abweichungen von den indizierten Werten.

Photometrische Methoden.[1]

Die photometrischen Meßmethoden beruhen, wie wir auf S. 95 sahen, auf zwei prinzipiell verschiedenen Verfahren:

1. Verfahren, bei denen das Verschwinden eines Lichteindrucks beobachtet wird. »Auslöschungsmethode.« Die Lichtstärke des leuchtenden Objektes wird dem zum völligen Verschwinden des Lichteindrucks nötigen Schwächungsbetrag proportional gesetzt. Die Inkonstanz der Reizschwelle des Auges und die Schwierigkeit der richtigen Stellung der Augenachse geben große Fehlerquellen. Grundvoraussetzung für diese Methoden ist absolute Dunkelheit des Hintergrundes (andernfalls gehört das Verfahren unter 2. Bei punktförmigen Lichtquellen erhält man die »scheinbare« Lichtstärke (S. 104); bei leuchtenden Flächen die Flächenhelligkeit. Einige auf dieser Grundlage beruhende Photometer sind vielfach zu astronomischen Messungen verwandt worden. (Photometer von Köhler, Hirsch, Parkhurst, Pritchard u. a.)

2. Verfahren, bei denen die Gleichheit zweier Lichteindrücke beobachtet wird. »Vergleichungsmethode« (»Gleichheitsmethode«). Die Helligkeit des helleren Lichteindruckes wird geschwächt, bis beide gleich erscheinen; aus dem Betrag der Schwächung ergibt sich das Verhältnis der ursprünglichen Helligkeiten. Man vergleiche stets Punkt mit Punkt, Linie mit Linie, Fläche mit Fläche. (Siehe S. 80.)

   a) Vergleichung der scheinbaren Helligkeiten der leuchtenden Objekte selbst oder ihrer auf völlig gleiche Weise erhaltenen Bilder; man erhält bei punktförmigen Bildern das Verhältnis der scheinbaren Lichtstärken, bei ausgedehnten dasjenige der Flächenhelligkeiten, und daraus durch Multiplikation mit dem Quotienten aus den leuchtenden Oberflächen das Verhältnis der Lichtstärken. (Photometer von Wollaston, Bond u. a. mit spiegelnden Kugeln.)

   b) Vergleichung der scheinbaren Helligkeiten zweier gleich beschaffener und gleich zur Strahlenrichtung geneigter Flächen, welche von je einer der Lichtquellen beleuchtet werden; man erhält das Verhältnis der Lichtstärken. (Photometer von Bouguer, Ritchie, Foucault, Lambert, Rumford, Joly.)

   c) Vergleichung der scheinbaren Helligkeiten einer das Licht der einen Leuchtquelle völlig durchlassenden, mit einer daran angrenzenden, das Lichtbündel der anderen vollständig reflektierenden Fläche; man erhält das Verhältnis der Lichtstärken. (Photometer von Bunsen, Swan, Hesehus, Lummer-Brodhun, Petruschewski, L. Weber etc. Eine verwandte Anwendung von Daguerreotypen: Pouillet.)

   Bei der Anwendung dieser Vergleichsmethoden ist folgendes zu beachten: 1. Die zu vergleichenden Felder müssen sich, wenn möglich, berühren, und zwar ohne Trennungslinie; eine solche beeinträchtigt, auch wenn sie noch so fein ist, die Genauigkeit der Messung; solange nicht Gleichheit der Felder herrscht, soll nur eine scharf akkommodierbare, lediglich durch die Helligkeitsdifferenz hervorgerufene Grenzlinie sichtbar sein. Der Hintergrund der Vergleichsfelder muß völlig dunkel sein (oder

[1] Vgl. H. von Helmholtz, Physiol. Optik, Hamburg 1896; G. Müller, Photometrie der Gestirne, Leipzig 1897; A. Winkelmanns Handb. der Physik, Bd. VI (1906), Kap. 24, bearb. von E. Brodhun; Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik, Bd. II (1), Kap. 1 (1897).

allenthalben dieselbe Helligkeit zeigen, siehe Verfahren 3. Die Größe und Form der Felder soll keinen erheblichen Unterschied aufweisen. 2. Man beobachte möglichst bei einer Helligkeit, welche dem Minimum der Unterschiedsschwelle entspricht (siehe S. 80; H. v. HELMHOLZ nennt diese Helligkeit das »Maximum der Klarheit« $\left.\frac{H}{dH}\right)$. 3. Die zu vergleichenden Felder dürfen nicht zu klein sein. 4. Bewegung des Gesichtfeldes (z. B. durch Betrachten in einem schwach bewegten Spiegel) erhöht die Genauigkeit der Vergleichung.

d) Gleichzeitige Beobachtung von Interferenzerscheinungen im reflektierten und im durchgelassenen Licht; bei gleich starker Beleuchtung verschwinden die komplementären Erscheinungen. (Photometer von FUCHS, LUMMER; Anwendung der HERSCHELschen Interferenzstreifen, siehe S. 56).

e) Gleichzeitige Beobachtung von Polarisationserscheinungen, die von zwei senkrecht zueinander polarisierten Bündeln hervorgerufen werden.

α) Anwendung einer SOLEILschen Doppelquarzplatte (aus R- und L-Quarz; bei gleicher Intensität der beiden Bündel erscheinen die R- und L-Quarzstücke gleich gefärbt. (Photometer von BABINET, DUBOSQ.)

β) Anwendung von Kristallplatten bzw. einer SAVARTschen Doppelplatte (2 gekreuzte Kalkspat- oder Quarzplatten, die unter 45° zur Achse geschnitten sind) und eines Okularnicols; bei gleicher Intensität der Bündel verschwinden die Achsenbilder bzw. isochromatischen Streifen. (Photometer von NEUMANN-WILD.)

3. Verfahren, bei denen die Gleichheit zweier kleiner Helligkeitsunterschiede beobachtet wird. »Kontrastmethode«. Diese Verfahren sind dem unter 2. beschriebenen verwandt, aber empfindlicher. Die auf gleiche Helligkeit zu bringenden Felder heben sich von einer anders erhellten Umgebung ab. Verschiedene Färbung der Lichtquellen stört bei diesem Verfahren meist mehr, als bei den kompensierenden Vergleichsmethoden. (Photometer von BUNSEN-RÜDORFF, LUMMER-BRODHUN.)

4. Verfahren, bei denen die niedrigste »Verschmelzungsfrequenz« für zwei abwechselnd zur Wahrnehmung gelangende Lichter ermittelt wird. »Flimmermethode«. Diese Verfahren, deren Prinzip auf S. 82 auseinandergesetzt wurde, dienen zur Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen. (Photometer von O. N. ROOD, F. P. WITHMANN, H. KRÜSS, SIMMANCE-ABADY.)

5. Einige besondere Verfahren. Zur Lichtstärkemessung von elektrischen Funken oder dergl. benutzt man eine rotierende Scheibe mit weißen und schwärzen Sektoren; bei sehr kurzer Beleuchtung scheint bekanntlich die Scheibe still zu stehen; man schwächt das Licht, bis diese Erscheinung nicht mehr zu erkennen ist. (A. MASSON.) — Die Helligkeit einer Lichtquelle soll durch die Größe der Pupille des die Lichtquelle betrachtenden Auges gemessen werden können. (J. GORHAM.) — Das Zeitintervall, welches zwischen zwei gleichartigen Lichteindrücken verfließen kann, ohne daß das Auge die Unterbrechung bemerkt, soll proportional $\sqrt{J}$ sein. ($\sqrt{i}$? SCHAFHÄUTL.)

Methoden und Vorrichtungen zur Lichtschwächung.

Die Übersicht über die wichtigsten photometrischen Methoden läßt erkennen, daß eine der Hauptaufgaben darin besteht, die Strahlung einer Lichtquelle in genau meßbarer Weise gleichmäßig für alle Wellenlängen des sichtbaren Spektrums abzuschwächen. Folgende Methoden und Vorrichtungen kommen in Betracht.

1. Lichtschwächung durch Entfernungsänderung. Die Beleuchtung durch eine Lichtquelle ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung (vgl.

S. 11); besitzt eine Lichtquelle die Intensität J, so wirkt sie aus einem Abstand von r Metern wie eine Leuchtquelle von der objektiven Helligkeit

$$J_r = \frac{J}{r^2}. \tag{17}$$

2. Lichtschwächung durch rotierende Sektoren. Ist J die Lichtstärke der Lichtquelle, φ^0 die Summe der Sektorenausschnitte in Graden, so ist die übrig bleibende Lichtstärke

$$J_\varphi = J\frac{\varphi}{360}. \tag{18}$$

(Talbot, Babinet, Secchi, Abney.) Dabei wird strenge Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes angenommen, was gestattet ist (vgl. S. 81). Die Umdrehungsgeschwindigkeit muß so groß sein, daß die »Verschmelzungsfrequenz« erreicht ist, also ca. 40 Intermittenzen pro Sek. Meist nimmt man zwei Scheiben mit zwei Ausschnitten von 90°, welche auf derselben Achse sitzen und gegeneinander verschoben werden können, so daß alle Sektorengrößen zwischen 0° und 180° eingestellt werden können (Epikotister von Aubert). O. Lummer und E. Brodhun haben den Apparat so eingerichtet, daß man während der Rotation den Winkel φ verändern und seine Größe ablesen kann.[1] Rotierende Sektoren sind für die Semitometrie photographischer Platten von großer Wichtigkeit. (Scheiner, Eder.)

3. Lichtschwächung durch Polarisation. a) Durch zwei Nicols. Fällt linear polarisiertes Licht von der Amplitude A auf einen zweiten Polarisator, dessen Schwingungsrichtung mit der des ersteren einen Winkel φ bildet, so ist die Amplitude des durchgelassenen Lichtes

$$A_d = A \cos\varphi;$$

da nun nach dem Malusschen Satz die Intensität des Lichtes dem Quadrat der Schwingungsamplitude proportional ist, so wird von dem zweiten Polarisator der Bruchteil $\cos^2\varphi$ der auffallenden Lichtmenge $\mathfrak{L}$ durchgelassen, d. h. es ist

$$\mathfrak{L}_d = \mathfrak{L}\cos^2\varphi; \tag{19}$$

vom Reflexionsverlust ist dabei abgesehen. (Arago, Bernard, Beer, Zöllner, Wild, Martens, Hartmann u. a.)

b) Durch einen Nicol und eine doppelbrechende Kristallplatte. Tritt die linear polarisierte Lichtmenge $\mathfrak{L}$ in eine doppelbrechende Platte (z. B. Kalkspatplatte) und bildet die Polarisationsebene des Lichtes mit dem Hauptschnitt der Platte den Winkel φ, so erhält man zwei senkrecht zueinander polarisierte Bündel, denen die Lichtmengen

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}_o &= \mathfrak{L}\cos^2\varphi \\ \mathfrak{L}_e &= \mathfrak{L}\sin^2\varphi \end{aligned} \tag{20}$$

entsprechen, wenn von dem Reflexionsverlust abgesehen wird. Die Summe der Lichtmengen beider Strahlen gibt die Menge des eintretenden Bündels, da

$$\mathfrak{L}_o + \mathfrak{L}_e = \mathfrak{L}(\sin^2\varphi + \cos^2\varphi) = \mathfrak{L}.$$

(Arago, Bernard u. a.)

Lichtschwächung durch absorbierende Mittel. Auf eine die Strahlen des sichtbaren Spektrums gleichmäßig absorbierende Platte falle die Lichtmenge $\mathfrak{L}$; hiervon werde durchgelassen die Quantität $t\mathfrak{L}$; stellt man n Platten, die völlig gleiche Beschaffenheit und Dicke haben, wie die betrachtete, hintereinander, so wird die Menge des durchgelassenen Lichtes

$$\mathfrak{L}_d = t^n\mathfrak{L}. \tag{21}$$

---

[1] Eine andere Vorrichtung mit feststehendem Sektor und rotierenden Prismen siehe Z. f. Instr. 14, 310, 1894.

Haben mehrere Platten die verschiedenen Durchlässigkeiten t_1, t_2, t_3 . . ., so bei ihrer Hintereinanderstellung

$$\mathfrak{L}_d = t_1 t_2 t_3 \ldots \mathfrak{L}. \qquad (2$$

Wie die Reflexionsverluste hierbei zu berücksichtigen sind, wird im Kapitel ». sorption« gezeigt werden.

Um absorbierende Keile oder dergl. zur messbaren Lichtschwächung verwenden, misst man $\frac{\mathfrak{L}_d}{\mathfrak{L}}$ bei der Schichtdicke h; daraus bekommt man dekadische Absorptionskonstante

$$\alpha = \frac{1}{h} \log \frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{L}_d}. \qquad ($$

und kann nun für jede Schichtdicke x die Lichtschwächung nach der For

$$\mathfrak{L}_d = \mathfrak{L}\, 10^{-\alpha x} \qquad (:$$

ermitteln. (De Maistre, Quetelet, Lampadius u. a.; Pritchard und Pickeri Féry etc.)

Lichtschwächung durch Diaphragmen (Blenden). Es kommen für ph metrische Methoden nur solche Diaphragmenwirkungen in Betracht, bei de auf der zu beobachtenden Fläche die leuchtung in allen Teilen gleichmäßig mindert wird. (Schatten und Halbschat bildung soll also nicht erörtert werd Ein wichtiger Fall ist der folgende: I Fläche F (Fig. 50) empfängt von der gedehnten Lichtquelle H (Himmel, re tierende Wand oder dergl.) Licht. A ein Rohr, dessen Länge r im Vergleich Radius ϱ der Öffnung O so groß ist, der Raumwinkel, unter dem O von a Stellen der Fläche F aus erscheint, stets nämliche bleibt. Die auf F treffende L menge ist dann nach Gl. 11, S. 103

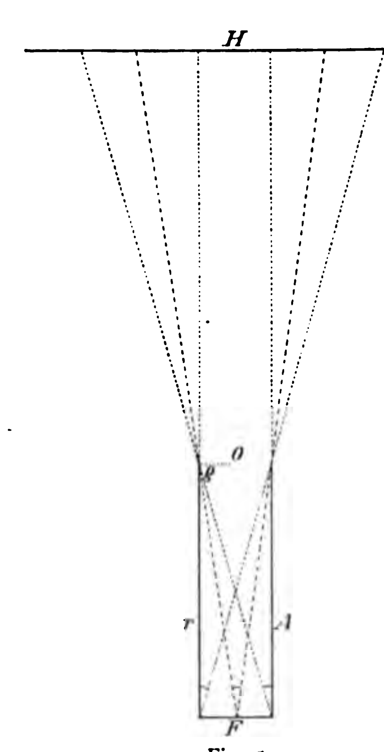


Fig. 50.

$$\mathfrak{L} = F \mathfrak{l} \pi \sin^2 \varepsilon = F \mathfrak{l} \pi \frac{\varrho^2}{r^2},$$

worin ε den angulären Radius von (bezug auf F und $\mathfrak{l}$ die von der Fläc einheit der Leuchtquelle H senkrecht die im Abstand 1 entfernte Einheitsfl gestrahlte Lichtmenge bedeutet. Setze für O die Öffnung O_1 (Deckel mit rur Loch) vom Halbmesser ϱ_1 entsprec dem angulären Radius ε_1, so ist

$$\mathfrak{L}_1 = F \mathfrak{l} \pi \sin^2 \varepsilon_1 = F \mathfrak{l} \pi \frac{\varrho_1^2}{r^2};$$

es verhalten sich demnach die Beleuchtungen wie die Öffnungen:

$$\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{L}_1} = \frac{O}{O_1}.$$

Auf dieser Beziehung beruht die Konstruktion der sog. »Röhrenphotometer« in der Photographie etc. Verwendung finden. (Dove, Taylor, Spurge Mucklow, H. W. Vogel, Eder.) Die vorstehenden Überlegungen sind ferne

ie Anwendung von Spalten veränderlicher Breite an Kollimatorrohren zu übertragen. (K. VIERORDT.)

Sehr wichtig ist die Verwendung von Diaphragmen (Blenden) direkt vor Linsen. (Vgl. folgenden Abschnitt.) Die auffallende Lichtmenge wird geschwächt im Verhältnis der ursprünglichen Linsenfläche zur wirksam bleibenden; wird das Bild einer hellen Fläche einmal mit einer Blende vom Durchmesser D_1, das andere Mal mit einer solchen vom Durchmesser D_2 entworfen, so stehen (unter sonst gleichen Umständen) die Helligkeiten der Bilder im Verhältnis

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{D_1^2}{D_2^2}. \tag{24}$$

(HERSCHEL, A. VON HUMBOLDT.)

Es mag noch daran erinnert werden, daß bei sehr kleinen Blendenöffnungen Beugungserscheinungen eintreten. (SCHWERD.)

Wirkung von sphärischen Spiegeln und Linsen. Trifft ein Teil des von einem nahezu punktförmigen Strahler radial sich ausbreitenden Lichtstroms, ein »Lichtkegel«, auf einen Hohlspiegel, eine Linse oder dergl., so wird er in eine »Lichtröhre« umgewandelt. Die Seiten dieser Röhre werden von Lichtstrahlen gebildet. Durch jeden Querschnitt einer bestimmten Lichtröhre geht in der Zeiteinheit die gleiche Lichtmenge hindurch. Fig. 51 gibt das Schema der Abbildung einer kleinen Fläche von der Größe F durch die Linse O; die Bildgröße sei B die Gegenstandsweite a, die Bildweite b. Die bekannte geometrische Bildkonstruktion ergibt die Form der (punktiert gezeichneten) Lichtröhre. Hat F die Flächenhelle i, und ist die freie Oberfläche der Linse O, so geht durch jeden Querschnitt der Lichtröhre (wenn wir von Reflexions- und Absorptionsverlusten absehen), falls der anguläre Radius ε (vgl. S. 100) von O in bezug auf F klein ist, in der Zeiteinheit die Lichtmenge

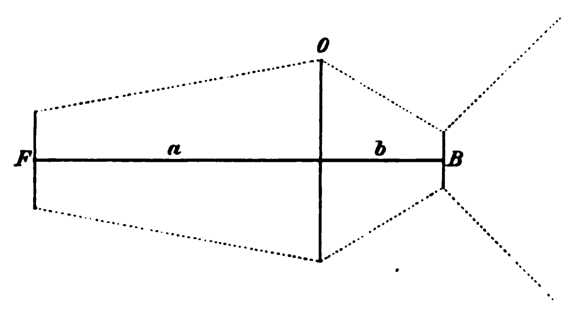


Fig. 51.

$$\mathfrak{L} = \frac{iF \times O}{a^2} \tag{25}$$

oder allgemeiner, für größere Werte von ε,

$$\mathfrak{L} = \pi\, i\, F \sin^2 \varepsilon \tag{26}$$

Hat man die Größe des Querschnitts an irgend einer Stelle ermittelt, so kann man aus Gl. 25 die Beleuchtung einer dort befindlichen Fläche, und daraus deren »indizierte« bzw. — wenn die Albedo der Fläche bekannt ist — ihre »effektive« Flächenhelle auf Grund der S. 104 gegebenen Ausführungen berechnen.

Bei der Starklicht-Photometrie verwendet man bisweilen Linsen zur Lichtschwächung, indem man einen »Zerstreuungskreis« photometriert, dessen Durchmesser größer ist, als derjenige der Linse (Messung der scheinbaren Sonnenhelligkeit durch BOUGUER[1]). Umgekehrt kann man schwache Lichtströme mittels Linsen der photometrischen Vergleichung u. dergl. zugänglicher machen.

Besonderes Interesse bietet die Frage nach der Beleuchtung, welche auf einer in der Bildebene befindlichen Fläche erzielt wird. Man kann zur Lösung dieser Aufgabe die Bildgröße B auf Grund der Linsenformel berechnen; das Ver-

[1] Siehe J. SCHEINER, Strahlung und Temperatur der Sonne, Leipzig 1899, S. 12.

hältnis der linearen Dimensionen des Bildes zu denen des Gegenstandes (»Lateral vergrößerung«) ist durch den Quotienten

$$-\frac{b}{a}=\frac{1}{1-\frac{a}{f}} \tag{27}$$

gegeben, worin f die Brennweite der Linse bedeutet. Es ist also

$$B=\frac{b^2}{a^2}F. \tag{28}$$

Aus den Gl. 25 und 28 folgt also für die Beleuchtung $E=\frac{\mathfrak{L}}{B}$ im Bild die Größe

$$E=\frac{i\,O}{b^2}. \tag{29}$$

Hat ε größere Werte, so ist nach einem Gesetz der geometrischen Optik (»Sinussatz«)

$$B=\frac{F\sin^2\varepsilon}{\sin^2\varepsilon'} \tag{30}$$

worin ε' den angulären Radius von O in bezug auf B bedeutet. Wir erhalten dann aus Gl. 26 und 30

$$E=\pi\, i\sin^2\varepsilon'. \tag{31}$$

Die Gl. 29 und 31 drücken die wichtige Tatsache aus, daß die Beleuchtung im optischen Bild B, mithin auch die ganze sich dort vereinigende Lichtmenge die nämliche ist, als ob die freie Linsenöffnung O mit der Flächenhelle i dem Bild B Licht zustrahle, d. h. als wenn die Bildfläche direkt so nahe an die Fläche F gerückt wäre, daß diese unter dem gleichen Raumwinkel erschiene, wie vorher die Linsenöffnung O.

Denken wir uns die gesamte nach B gelangende Lichtmenge $\mathfrak{L}$ auf dem nämlichen Weg zur Fläche F zurückgesandt, so würde $\mathfrak{L}$ nach Gl. 26 durch die Größe

$$\mathfrak{L}=\pi\, i'\, B\sin^2\varepsilon' \tag{26a}$$

ausgedrückt werden; i' bedeutet hier die Flächenhelle des Bildes; es ist dabei zu beachten, daß es sich nicht um die Flächenhelle einer diffus reflektierenden Ebene handelt, sondern um diejenige des nur in den Raumwinkeln $\pi\sin^2\varepsilon'$ strahlenden, nicht aufgefangenen Bildes. Wir erhalten also (vgl. Gl. 26).

$$\mathfrak{L}=\pi\, i\, F\sin^2\varepsilon=\pi\, i'\, B\sin^2\varepsilon', \tag{26b}$$

demnach unter Benutzung von Gl. 30

$$i=i'. \tag{32}$$

Die Flächenhelle des (nicht aufgefangenen) Bildes ist also gleich derjenigen des leuchtenden Objektes.

Diese Beziehung, sowie auch Gl. 30, gelten für den Fall, daß die Brechungsindizes n und n' des Objekt- bezw. des Bildraums gleich sind; im anderen Fall erhalten wir auf Grund des Sinussatzes

$$B=\frac{n^2 F\sin^2\varepsilon}{n'^2\sin^2\varepsilon'} \tag{30a}$$

mithin

$$i'=i\,\frac{n'^2}{n^2}. \tag{32a}$$

Man kann also, wie Gl. 32a zeigt, die Lichtintensität im optischen Bild steigern, wenn man dieses in einem stärker brechenden Medium erzeugt.

Wird der Strahlengang bei der Abbildung durch eine Linse, ein Linsensystem oder dergl. mittels einer oder mehrerer, im Objektraum, im Bildraum oder zwischen den Linsen (»zentral«) liegender Blenden (»Diaphragmen«) begrenzt, so verfährt man zur Feststellung der Form der Lichtröhre folgendermaßen. Man konstruiert die durch das optische System im Objektraum erzeugbaren Bilder der im Bildraum und der zentral liegenden Diaphragmen; diese Bilder werden unter sich, sowie mit den im Objektraum befindlichen Blenden (»Vorder-Diaphragmen«) selbst verglichen; das von F aus unter dem kleinsten Raumwinkel erscheinende Bild bzw. Vorder-Diaphragma begrenzt den Strahlengang am stärksten; es wird die »Eintrittspupille« genannt. In Gl. 26 ist alsdann für ε der anguläre Radius dieser Eintrittspupille zu setzen. Die zu diesem Bild gehörende Blende nennt man die »Apertur«- oder »Öffnungsblende« (auch »Iris«). Zur Ermittelung der Form der Lichtröhre hat man ferner das von dem optischen System im Bildraum entworfene Bild der Eintrittspupille zu konstruieren; dieses wird als »Austrittspupille« bezeichnet; es begrenzt den Strahlengang auf dieser Seite des Systems; sein angulärer Radius ist in Gl. 30 etc. für ε' zu setzen. Bei Instrumenten für subjektive Beobachtung bringt man die Pupille des Auges an die Stelle der Austrittspupille, wodurch das Gesichtsfeld möglichst ausgenutzt wird. Man nennt dann die Austrittspupille den »Augen«- oder »Okularkreis«, ihren Mittelpunkt den »Augenort«. Ist die Austrittspupille größer oder gleich der Augenpupille, dann ist, wie aus den vorstehenden Betrachtungen sowie dem auf S. 96 gesagten hervorgeht, die scheinbare Helligkeit des optischen Bildes gleich der natürlichen scheinbaren Helligkeit des flächenhaften Objektes; ist dagegen die Austrittspupille kleiner als die Augenpupille, dann verhält sich die scheinbare Helligkeit des Bildes zu der des Objektes wie die Größe der Austrittspupille zu derjenigen der Augenpupille. Wird im letzteren Fall eine punktförmige Lichtquelle (Fixstern) abgebildet, so ist die scheinbare Helligkeit ihres Bildes zu der des Lichtpunktes im Verhältnis der Eintritts- zur Augenpupille vergrößert.

Bei den vorstehenden Erwägungen war stets von den Lichtverlusten in der Linse etc. abgesehen. Es sei aber darauf hingewiesen, daß diese, und zwar die Reflexionsverluste, im allgemeinen keineswegs unerheblich sind, und nach dem Linsenrand infolge des größeren Einfallswinkels zunehmen. Die »Durchlässigkeit« (»Transparenz«) einer einfachen Linse ist in erster Annäherung 0,9; die einer Doppellinse also ca. 0,81.

Photometrische Apparate und ihre Anwendungsweise.
Lichteinheiten und konstante Lichtquellen.[2]

Wir unterscheiden »Lichteinheiten«, die als »Normallampen« dienen und meist (im Interesse der Schonung oder aus praktischen Gründen) nur kurze Zeit in Anspruch genommen werden; ferner »konstante Lichtquellen«, die nach Eichung mittels einer Normallampe zur Erzielung langdauernder konstanter Beleuchtung, besonders auch für höhere Intensitäten, Verwendung finden; sie werden in der Photometrie als Vergleichs- oder sog. »Zwischenlichtquellen« benutzt, und sind ferner für photochemische Arbeiten von großer Wichtigkeit.

I. *Lichteinheiten.*

a) Die Hefnerkerze. Das für Deutschland gültige Lichtmaß ist die horizontale Intensität J_h der Amylacetatlampe von F. VON HEFNER-ALTENECK;[3] diese recht zuverlässige Normale wird mit primären Isoamylacetat gebrannt; die

---

1 Vgl. z. B. P. DRUDE, Lehrbuch der Optik, Leipzig 1900; S. 56; 463. — 2 Vgl. A. WINKELMANNS Handb. VI, S. 753, 1906; E. L. NICHOLS, Standarts of Light, St. Louis Congress Papers Sekt. A. 1904; Electrician **54**, 101, 1904. — 3 Elektrotechn. Z. **5**, 20, 1884; Sitzgsber. Akad. Berlin 1902, 980; vgl. Z. f. Instr. **10**, 119, 1890; **13**, 257, 1893.

freie Flamme von 40 mm Höhe steigt aus einem runden Volldocht aus einzelnen Baumwollfäden, der ein zylindrisches Neusilberröhrchen von 8,3 mm äußerer, 8,0 mm innerer Weite und 25 mm freistehender Länge ausfüllt. Wegen der Wärmeleitung muß das Dochtrohr bei allen Lampen von gleicher Beschaffenheit sein. — Die Flammenhöhe wird mit Hilfe eines einfachen Visiers eingestellt; Änderungen von 1 mm Höhe entsprechen einer Intensitätsänderung von ca. 3 %. Feuchtigkeits-, Kohlendioxydgehalt der Luft und der Atmosphärendruck sind von Einfluß auf die Lichtstärke, wie J. E. PETAVEL[1] fand, und können nach E. LIEBENTHAL[2] zu den verschiedenen Jahreszeiten Abweichungen von 8 % bedingen. Der Einfluß der Barometerstandsänderung ist meist zu vernachlässigen; der des Kohlendioxydgehaltes auch, falls in gut gelüfteten Zimmern gearbeitet wird. Kleine Photometerzimmer, und vor allem Aufstellung der Lampe in mehr oder weniger abgeschlossenen Apparaten, sind zu vermeiden, weil abgesehen von dem Einfluß der großen Menge schädlicher Gase auch eine erhebliche Intensitätsverminderung infolge ungenügenden Sauerstoffgehalts der Verbrennungsluft eintritt. Bei genauen Messungen hat man den Feuchtigkeitsgehalt der Luft nach der LIEBENTHALschen Formel

$$J_h = 1{,}049 - 0{,}0055\,x,$$

zu berücksichtigen, worin x das Volum Wasserdampf in Litern angibt, welches bei der herrschenden Temperatur und Barometerhöhe in 1 m^3 trockener, kohlendioxydfreier Luft enthalten ist. $J_h = 1$ würde also bei dem von der Reichsanstalt als normal angenommenen Feuchtigkeitsgehalt $x = 8{,}8$ l pro 1 m^3 realisiert sein. In der Praxis ist es bequemer nach der umgeformten Gleichung

$$J_h = 1{,}05 - 0{,}000075\,w\,p$$

zu rechnen, worin w die Tension des gesättigten Wasserdampfes bei der Beobachtungstemperatur, und p die relative Feuchtigkeit in Prozenten bezeichnet. — Über andere Brennmaterialien für die Hefnerlampe siehe WINKELMANNS Handbuch, II. Aufl. 1906, Bd. VI, 758.

b) Die Carcellampe. Die älteste, in Frankreich jetzt noch gebräuchliche Normale ist die von CARCEL (1800) konstruierte, mit Colzaöl (Sommerrapsöl) gespeiste Rundhohldochtlampe mit eingeschnürtem Zylinder; das Öl wird durch ein Uhrwerk dem Docht derart zugeführt, daß pro Stunde 42 g verbrannt werden; der Konsum wird durch eine »Kerzenwage« kontrolliert. Die horizontale Intensität J_h ist gleich 10,9 H. K.

c) Die Kerzen. 1. Die englische Walratkerze (Spermacetikerze) soll in der Stunde 7,8 g verbrauchen. Am besten ist es, auf 45 mm Flammenhöhe einzustellen, was diesem Konsum entspricht. J_h ist 1,14 H.K. 2. Die deutsche Vereinsparaffinkerze hat bei einer Flammenhöhe von 50 mm $J_h = 1{,}20$ H.K.

d) Die VERNON-HARCOURTsche Pentanlampe[3] und die etwa zehnmal kleinere Pentaneinheit von HARCOURT-SIMMANCE verbrennen ein Gemisch von Luft und Pentandampf. Der Pentan soll einen Siedepunkt von etwa 40° C. und ein spezifisches Gewicht zwischen 0,6235 und 0,626 haben. Diese Normalen, besonders die 10-Kerzen-Pentanlampe sind in England sehr beliebt; nach E. LIEBENTHAL[4] sollen sie äußeren Einflüssen mehr unterworfen sein, als die Hefnerlampe. Die 10-Kerzenlampe hat $J_h = 11{,}4$. — Über andere Brennmaterialien für diese Lichtquellen siehe WINKELMANNS Handbuch (vgl. bei Hefnerlampe).

e) Die Platineinheiten.

1. Die VIOLLESche Einheit[5] wird repräsentiert durch die von 1 cm^2 der Oberfläche erstarrenden Platins in senkrechter Richtung ausgestrahlte Licht

---

1 Proc. Roy. Soc. **65**, 481, 1900; Beibl. 1900, 254. — 2 Z. f. Instr. **15**, 157, 1895. — 3 Rep. Brit. Assoc. 1885, 426; Journ. of Gaslighting 1898, 1252. — 4 l. c. — 5 C. R. **88** 171, 1879; **92**, 866, 1204, 1881; Ann. chim. phys. (6) **3**, 373, 1884; vgl. J. E. PETAVEL, l. c.

intensität (»Flächenhelle« erstarrenden Platins). Die VIOLLEsche Einheit ist schwer zu reproduzieren; ihre Lichtstärke J_h beträgt 22,8 H. K.

2. Die bougie décimale ist eine gleich $^1/_{20}$ (!) Violle = 1,14 H. K. gesetzte Einheit, der nach einem Beschluß des Elektrikerkongresses in Genf (1896) die Hefnerlampe durch Flammenhöhenregulierung gleich gemacht werden sollte. Wegen der schweren Herstellbarkeit der VIOLLE-Einheit hat der Beschluß kaum Aussicht auf Durchführung.

3. Die WERNER SIEMENS-Einheit.[1] Ein dünner Platinstreifen wird hinter einem Diaphragma von 0,1 cm^2 elektrisch geglüht; der Strom wird bis zum Durchschmelzen gesteigert; die aus dem Diaphragma im Moment des Durchschmelzens austretende Lichtintensität soll als Einheit dienen und etwa 0,1 Violle betragen. Das Durchschmelzen tritt aber bei ziemlich verschiedenen Intensitäten ein, was die Einheit unbrauchbar macht.

4. Die LUMMER-KURLBAUMsche Einheit.[2] Ein Platinblech wird hinter einem Diaphragma von einer gewissen Öffnung elektrisch geglüht; bei einem bestimmten Glühzustand repräsentiert seine Intensität die Lichteinheit. Die Richtigkeit des Glühzustandes bzw. der Temperatur des Bleches wird daraus erkannt, daß von einer 2 cm dicken Wasserschicht zwischen parallelen Quarzplatten $^9/_{10}$ der Gesamtstrahlung absorbiert werden, was bolometrisch ermittelt wird. Die jedenfalls recht genaue Einheit dürfte wegen der komplizierten Anordnung keine allgemeine Anwendbarkeit besitzen. Eine ähnliche Einheit hat auch J. E. PETAVEL[3] beschrieben.

Die Tabelle 25 gibt die Verhältniszahlen für die wichtigsten Lichtquellen auf Grund der Untersuchungsergebnisse der Physikalisch-technischen Reichsanstalt (siehe darüber die Berichte in der Z. f. Instrumentenkunde, bes. April-Juni 1906).

Tabelle 25.

	Hefner-lampe	bougie décimale und Englische Kerze	Deutsche V.-Kerze	Carcel-lampe	10 K.-Pentan-lampe	VIOLLEsche Einheit
Hefnerlampe . . .	1	0,877	0,833	0,0936	0,0909	0,0439
bougie décimale u. Englische Kerze	1,14	1	0,950	0,106	0,104	0,0500
Deutsche V.-Kerze .	1,20	1,05	1	0,111	0,109	0,053
Carcellampe . . .	10,8	9,47	9,00	1	0,982	0,474
10 K.-Pentanlampe .	11,0	9,65	9,17	1,02	1	0,483
VIOLLEsche Einheit .	22,8	20,0	19,0	2,11	2,07	1

II. *Konstante Lichtquellen.*[4]

Gasflammen, die mit einem Druckregulator (oder weniger gut mit dem Hahn) auf der nämlichen Höhe erhalten werden, bleiben einige Zeit konstant. Besonders zweckmäßig ist ein Einlochbrenner von 1 mm Lochweite und 67,5 mm Flammenhöhe. Auch Gasglühlicht ist brauchbar. Petroleum- und Benzinlampen, die etwa eine halbe Stunde zuvor angezündet wurden, sind leidlich konstant. Bei Argand- und Strumpfbrennern ist es zweckmäßig, nur die aus einem relativ kleinen Diaphragma austretende Strahlung zu benutzen.[4]

Azetylenlampen[5] sind von zahlreichen Forschern als konstante Lichtquellen vorgeschlagen und verwendet worden. Sehr zweckmäßig sind die Naphey-

[1] P. A. **22**, 304, 1884. — [2] Sitzgsber. Akad. Berlin 1894, 1; Verh. Berl. Phys. Ges. **14**, 56, 1894. — [3] Electrician **50**, 1012, 1903. — [4] Vgl. A. WINKELMANNS Handb. VI, S. 758, 1906; F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, X. Aufl. 1905, S. 329; ELLIOT, J. f. Gasbel. 1906, 503. — [5] J. VIOLLE, C. R. **122**, 79, 1896; MEJER WILDERMANN, Z. f. phys. Chem. **42**, 257, 1903; C. E. K. MEES und S. E. SHEPPARD, Z. wiss. Phot. **2**, 310, 1904; K. SCHEEL, Azetylen in Wiss. u. Techn. **3**, 4, 1900. CH. FÉRY, Bull. Soc. Franç. Phys. 1904, 202.

brenner. Konstanz des Gasdruckes ist Grundbedingung; Verstopfung des Brenner durch Ausscheidung von Kohlenstoff muß vermieden werden. Gute Azetylen lampen bleiben längere Zeit auf 1 % der Gesamtstrahlung konstant.

Kohlefadenglühlampen[1] u. ähnl. können als konstante Lichtquellen be nützt werden; sie müssen mit Akkumulatoren bei gleichbleibender Stromstärk oder Spannung, und zwar mit einer etwas unter normal gelegenen Spannung (ma rechnet 5 Watt pro 1 H. K.) — was die Haltbarkeit erhöht und eine dem Hefner licht ähnliche Farbe gibt — nicht zu lange gebrannt werden. Wegen der Ur symmetrie muß man genau die Ausstrahlungsrichtung innehalten, die beim Ve gleich mit der Normalen gewählt worden war. Vor der Eichung lasse man di Lampe 100 Stunden brennen.

Bogenlampen,[2] die eine halbe Stunde in Betrieb sind und mit gleicl bleibender Stromstärke brennen, sind einigermaßen konstant; die Lichtstärke hän aber von der Beschaffenheit der Kohlestifte ab, so daß nur während der Bren dauer eines Paares die nämliche Intensität zu erwarten ist. Sehr viel größe Konstanz erhält die Lichtstärke bei Bogenlampen, wenn man nur die von de hellsten Teil des positiven Kraters ausgehende, durch ein Diaphragma von b kannter Größe tretende Strahlung verwendet; die Temperatur daselbst soll de Siedepunkt des Kohlenstoffs entsprechen, also unabhängig von der elektrisch Energie sein.

Photometer.[3]

Nur die wichtigsten Apparate für photometrische Messungen können hi besprochen werden; umfassendere Zusammenstellungen, sowie eingehendere B schreibungen sehe man in den Lehrbüchern der Photometrie.

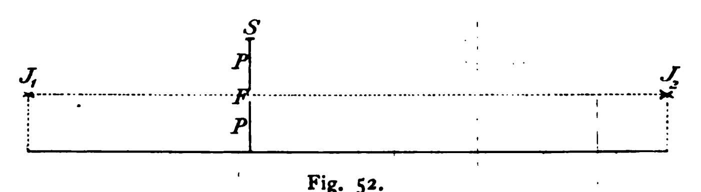


Fig. 52.

1. Fettfleckphotometer von Bunsen.[4] Fig. 52. Auf dem Papierschirm ist mittels Öl, Paraffin, Walrat oder dergl. ein Fettfleck angebracht; man ka auch mehrere Lagen eines durchscheinenden Papiers aufeinanderlegen und a den mittleren Blättern ein kreisrundes Stück herausschneiden; wegen der v schiedenen Beschaffenheit der beiden Seiten des Papiers macht man die A ordnung am besten symmetrisch. Der Schirm wird senkrecht zur Achse « »Photometerbank« gestellt, links und rechts von ihm werden die Lichtquel mit den Intensitäten J_1 und J_2 so angebracht, daß ihre Verbindungslinie du den Fleck geht. Betrachtet man die stärker beleuchtete Seite des Schirms, erscheint der Fleck dunkel auf hellem Hintergrund; das umgekehrte ist auf « schwächer beleuchteten Seite der Fall. Wir ändern nun die Abstände der Lic quellen von dem Schirm, bis bei den Entfernungen r_1 und r_2 der von ei

1 O. Lummer u. E. Brodhun, Z. f. Instr. **10**, 119, 1890; Ch. Fabry, Eclair. électr. 411, 1903; J. A. Fleming, Electrician **53**, 748, 1904; J. S. Dow, ebenda **57**, 855, 1906; C Paterson, ebenda **58**, 560, 1907. — 2 S. P. Thompson, Phil. Mag. (5) **36**, 114, 1893; J. E. Peta Electrician **44**, 710, 1900. — 3 Vgl. Zitat S. 105; ferner O. Chwolson, Lehrb. d. Physik, Bd. 599, 1904; H. Krüss, Elektrot. Photom., Wien 1896; Palaz, Phot. industr. Paris 1892; Monasch, Elektrische Beleuchtung. Hannover, M. Jänecke, 1906. Man sehe ferner A. Kau J. f. Gasbel. 1900, 752; 1904, 1037. W. Wild, Electrician **57**, 529, 1906. — 4 P. A. **60**, 4 1843. Siehe dazu besonders A. Wüllner, Lehrb. d. Experimentalphysik, 5. Aufl., Bd. **4**, 1899; L. Weber, W. A. **31**, 676, 1887.

bestimmten Stelle aus gesehene Fleck verschwindet; dann ist in erster Annäherung

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}; \tag{33}$$

genau kann diese Beziehung nicht gelten, da die auf S. 105 unter c) aufgestellte Forderung, daß die beiden Vergleichsflächen vollständig durchlässig bzw. vollkommen reflektierend sind, keineswegs erfüllt ist. Wir wollen die Verhältnisse näher untersuchen und folgende Bezeichnungen einführen:

P = nicht gefetteter Teil des Schirmes,
F = gefetteter Teil des Schirmes,
s = Reflexionsfaktor von P,
ζ = „ „ F,
t = Durchlässigkeitsfaktor von P,
τ = „ „ F,
a = Absorptionsfaktor von P,
α = „ „ F.

Wir betrachten den Schirm unter einem bestimmten Winkel von der linken Seite aus und stellen (am einfachsten durch Schirmverschiebung) auf Verschwinden des Fleckes ein; die Stellung des Schirmes werde mit S_L bezeichnet; dann ist

$$s\frac{J_1}{r_1^2} + t\frac{J_2}{r_2^2} = \zeta\frac{J_1}{r_1^2} + \tau\frac{J_2}{r_2^2}. \tag{34}$$

Anstatt Gl. 33 haben wir also

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \cdot \frac{(\tau - t)}{(s - \zeta)}. \tag{33a}$$

Betrachten wir nun den in der Stellung S_L befindlichen Schirm von rechts, so finden wir, daß F dunkel auf hellem Grund erscheint; man kann nun eine Stellung S_R aufsuchen, bei der F und P (unter dem nämlichen Winkel wie vorher zu betrachten wegen der Ungültigkeit des Lambertschen Gesetzes für den Schirm) wieder gleich hell erscheinen; zwischen S_L und S_R muß es eine Position S_m geben, bei der F von beiden Seiten aus gesehen den gleichen Helligkeitsunterschied gegen die hellere Umgebung *(P)* zeigt. Wir wollen zunächst annehmen, daß die beiden Schirmseiten vollkommen gleich beschaffen sind, also gleiche Werte von s, ζ etc. haben. Dann ist bei S_m die Beleuchtung beider Seiten des Schirms die gleiche, und es gilt, da F dunkler erscheint als P:

$$s + t > \zeta + \tau;$$

da

$$s + t = 1 - a; \qquad \zeta + \tau = 1 - \alpha,$$

so erhalten wir

$$1 - a > 1 - \alpha,$$
$$\alpha > a;$$

wir kommen also zu dem auf den ersten Blick etwas überraschenden Resultat, daß der gefettete Teil des Schirmes mehr Licht absorbiert, als der ungefettete. Die höhere Durchlässigkeit des Fleckes beruht also auf seinem viel geringeren Reflexionsvermögen.

Auf Grund dieser Überlegungen können wir mit Hilfe des Bunsen-Photometers Messungen nach drei Verfahren ausführen, die wegen der vielfachen Anwendung, die dieser Apparat noch in der Praxis findet, hier etwas näher skizziert werden sollen.

1. Substitutionsmethode. Nach diesem Verfahren hat R. Bunsen ursprünglich alle seine Messungen ausgeführt. Auf der einen Seite des Schirms, etwa rechts (Fig. 52), stellt man eine konstante Lichtquelle in unveränderlichem Abstand auf; die zu vergleichenden Lampen (Normallampe und Untersuchungs-

objekt) werden nacheinander auf der anderen linken Seite des Schirms aufgeste und die Entfernungen r_1 und r_2 (durch gleichzeitiges Verschieben des mit d konstanten Lichtquelle fest verbundenen Schirmes) aufgesucht, bei denen d Fleck verschwindet. Ist J die Intensität des Lichtes, welche auf der recht Schirmseite durch die konstante Lichtquelle hervorgerufen wird, so haben w nach Einstellung mit der ersten Lampe

$$tJ + z\frac{J_1}{r_1^2} = \tau J + \zeta\frac{J_1}{r_1^2}, \tag{34}$$

nach Einstellung mit der zweiten Lampe

$$tJ + z\frac{J_2}{r_2^2} = \tau J + \zeta\frac{J_2}{r_2^2}; \tag{34a}$$

mithin

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \tag{34b}$$

Der Vorzug dieser Methode liegt darin, daß man von der Beschaffenhei des Schirmes unabhängig ist, da in Gl. 34 und 34b t und τ nur für die eine z und ζ nur für die andere Schirmseite vorkommen. Der Nachteil besteht darin daß man die zu vergleichenden Lampen nacheinander justieren muß, was länger Zeit erfordert, während welcher auch die Helligkeit der Vergleichslampe sicl ändern kann.

2. Vergleichungsmethode. Die zu vergleichenden Lichtquellen (Normal lampe und Untersuchungsobjekt) werden auf den beiden Seiten des Schirmes auf gestellt. Man betrachtet zunächst den Schirm von der einen Seite, etwa vo links, und stellt auf Verschwinden des Fleckes ein; dann ist bei der Schirm stellung S_L, wie wir oben sahen,

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}\cdot\frac{(\tau - t)}{(z - \zeta)}. \tag{33a}$$

Die Ermittelung der Faktoren τ, t etc. kann man nun folgendermaßen un gehen. Man führt eine nochmalige Einstellung aus, indem man diesmal de Schirm unter gleichem Winkel von rechts betrachtet; bei der Schirmstellung S seien die Entfernungen $\mathfrak{r}_1$ und $\mathfrak{r}_2$; dann ist

$$z\frac{J_2}{\mathfrak{r}_2^2} + t\frac{J_1}{\mathfrak{r}_1^2} = \zeta\frac{J_2}{\mathfrak{r}_2^2} + \tau\frac{J_1}{\mathfrak{r}_1^2}, \tag{33b}$$

also

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\mathfrak{r}_1^2}{\mathfrak{r}_2^2}\cdot\frac{(z - \zeta)}{(\tau - t)}; \tag{33c}$$

wir bekommen demnach

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1 \mathfrak{r}_1}{r_2 \mathfrak{r}_2}. \tag{33d}$$

Dieses Verfahren ist schneller auszuführen, als die Substitutionsmethod da man die Normale ein für allemal fest aufstellen kann und dann nur das Ve suchsobjekt zu justieren braucht; aber es ist dabei vorausgesetzt, daß t, z et auf beiden Schirmseiten identisch sind. Man muß also kontrollieren, ob dies Forderung erfüllt ist; am einfachsten geschieht es in der Weise, daß man di Vergleichung nach Methode 1 und 2 ausführt. Erhält man dabei abweichend Resultate, so liegt dies an verschiedener Beschaffenheit der beiden Schirmseite und man kann durch Einsetzen des nach 1 erhaltenen $\frac{J_1}{J_2}$-Wertes in Gl. 33a bz 33b die Größen $(z - \zeta)$ und $(\tau - t)$ für die beiden Schirmflächen ermitteln. Ferne kann man folgendermaßen verfahren: Nachdem man die Schirmstellungen S und S_R aufgesucht hat, dreht man den Schirm um 180° und ermittelt nun noch mals S_L (Entfernungen r_3 und r_4) sowie S_R (Entfernungen $\mathfrak{r}_3$ und $\mathfrak{r}_4$); dann e

gibt sich, wie man leicht sieht (wenn man die Gl. 33a und 33b unter Berücksichtigung der Verschiedenheit von z_L und z_R etc. ansetzt):

$$\frac{J_1^2}{J_2^2} = \frac{r_1 \mathfrak{r}_1 r_3 \mathfrak{r}_3}{r_2 \mathfrak{r}_2 r_4 \mathfrak{r}_4} . \tag{35}$$

3. **Kontrastmethode.** Man bringt nach FR. RÜDORFF[1] neben dem Schirm zwei gleiche, unter einem Winkel von ca. 140° geneigte Spiegel (oder totalreflektierende Prismen etc.) an, welche den Strahlengang zum Schirm nicht stören und beide Schirmseiten gleichzeitig zu betrachten gestatten. Man stellt bei der Messung auf die mittlere Position S_m (vgl. oben) ein, bei der P und F in beiden Bildern gleichen Helligkeitsunterschied zeigen; das ist mit viel größerer Genauigkeit möglich, als die Einstellung auf gleiche Helligkeit (Verschwinden des Flecks, vgl. S. 106 unter 3). Nach dem WEBERschen Gesetz empfinden wir gleiche Helligkeitsunterschiede, wenn der Quotient aus den Intensitäten den nämlichen Wert hat. Setzen wir für die beiden Schirmflächen bzw. deren Bilder die in Gl. 33 und 33b verzeichneten Intensitätsgrößen ein, so folgt aus dem WEBERschen Gesetz die Forderung

$$\frac{z\frac{J_1}{r_1^2} + t\frac{J_2}{r_2^2}}{\zeta\frac{J_1}{r_1^2} + \tau\frac{J_2}{r_2^2}} = \frac{z\frac{J_2}{r_2^2} + t\frac{J_1}{r_1^2}}{\zeta\frac{J_2}{r_2^2} + \tau\frac{J_1}{r_1^2}} ; \tag{36}$$

daraus ergibt sich

$$J_1^2(z\tau - t\zeta) + J_2^2\frac{r_1^4}{r_2^4}(t\zeta - z\tau) + J_1 J_2\frac{r_1^2}{r_2^2}(z\zeta + t\tau - z\zeta - t\tau) = 0,$$

also

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} . \tag{37}$$

Sind die beiden Schirmflächen nicht gleich beschaffen, so hat man den Einfluß der Verschiedenheit durch Drehung des Schirmes um 180° und nochmalige Einstellung (Entfernungen: $\mathfrak{r}_1$ und $\mathfrak{r}_2$) zu eliminieren. Wie eine einfache Rechnung zeigt (man setzt Gl. 36 zweimal für die beiden Stellungen an, unter Berücksichtigung der Verschiedenheit von z_L und z_R etc., und addiert dieselben), erhält man

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1 \mathfrak{r}_1}{r_2 \mathfrak{r}_2} . \tag{38}$$

N. HESEHUS[2] hat eine bemerkenswerte Veränderung an dem Bunsen-Photometer vorgenommen, welche es zur Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen geeignet macht. Der Schirm S (Fig. 52) ist vertikal, aber geneigt zur Achse der Photometerbank angebracht und enthält drei in horizontaler Linie liegende Flecken F_1, F_2, F_3. Bei der Einstellung mit isochromen Lampen verschwindet F_2, während — wenn wir von **rechts** beobachten — F_1 heller, F_3 dunkler als P erscheinen. Bei der Vergleichung heterochromer Lampen nimmt F_2 eine mittlere Färbung an.

2. Photometer von O. LUMMER und E. BRODHUN.[3]

a) **Vergleichsphotometer.** Die auf S. 105 unter c) geforderte Bedingung wird folgendermaßen erreicht. Zwei rechtwinkelige Prismen A und B von der in Fig. 53 skizzierten Form werden zu dem sog. LUMMER-BRODHUNschen Würfel vereinigt; wie man sieht, ist an der Hypothenusenfläche des Prismas A durch Abschleifen eine Kugelzone hergestellt worden; die übriggebliebene scharf begrenzte ebene Kreisfläche rs ist fest auf die Basis von B gepresst, so daß sich

[1] P. A. Jubelband 1874, 234. — [2] Journ. de Phys. (2) **8**, 539, 1888; Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **24**, 165, 1892; **29**, 118, 1897. — [3] Z. f. Instr. **9**, 23, 41, 1889.

keine Luftschicht zwischen beiden befindet (»optischer Kontakt«). Das von *ɩ* aus durch die Lupe *w* nach *arsb* blickende Auge empfängt von *rs* Licht welches von der Lampe *m* ausgehend bei *l* von der beiderseits gleich weißen Fläche *ik* nach dem Spiegel *f*, von dor senkrecht in den Würfel geworfen wurde unc bei *rs* ohne Reflexion glatt hindurchgeht; da: von *n* ausgehende, über *λ* und *e* senkrech in den Körper eintretende Licht wird von den Ring *bsar* total nach *o* reflektiert. Ma stellt durch Verschieben der Lichtquellen ode besser durch einen rotierenden Sektor auf Ver schwinden des Fleckes ein. Die Erfüllun der Forderung c) (S. 105) kontrolliert man aucl hier durch die Substitutionsmethode resp. durcl Vertauschen der beiden Lampen bzw. durcl Drehen des Würfels nebst Lupe um 180°. — *ik* kann man durch Überziehen der beiden Seiten einer Metallplatte mit Gips, Magnesiumoxyd oder dergl. herstellen. Gan brauchbar ist auch ein Schirm, der aus zwei durch Stanniol getrennten Blättern Papier besteht. Das Papier wird in Wasser getaucht, mit Filtrierpapier abgetrockne und dann mit dem Stanniol zusammen in einen Metallrahmen eingelegt; ma achte darauf, daß die Anordnung symmetrisch wird.

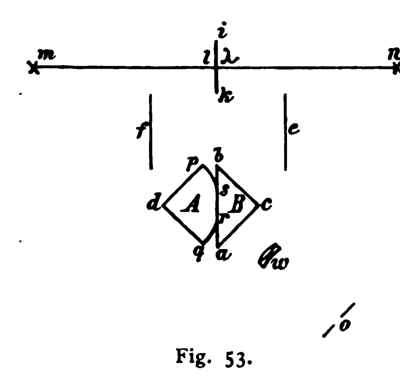


Fig. 53.

b) Kontrastphotometer. Der Kontrast bei der RÜDORFFschen Vorrich tung am BUNSEN-Photometer ist meist zu groß, als daß das Maximum der Empfind lichkeit erreicht würde. O. LUMMEI und E. BRODHUN[1] haben einen wei vollkommeneren Photometerkörper i folgender Weise konstruiert. Zwei recht winkelige Prismen (Fig. 54) liegen mit de Hypothenusenfläche aufeinander; bei *α* *γ* und *ε* ist eine der Flächen mit den Sandstrahlgebläse matt gemacht, wie e die schraffierten Teile von Fig. 55 zeigen; bei *β*, *δ* und *ζ* herrscht optischer Kontakt. Dieser Würfel wird gerade so aufgestellt, wie der Körper in Fig. 53, das Auge blickt von rechts unten in senkrechter Richtung nach *ac*. Bei g_r un g_l befinden sich kleine Glasplättche welche das von *m* nach d_l, resp. d von *n* nach d_r gehende Strahlenbünd um etwa 8 $^0/_0$ schwächen. Ist die I tensität des Lichtes auf *db* und *bc* d nämliche, dann sind im Gesichtsfeld d mit h_r und h_l bezeichneten Stellen glei hell; auch die Felder d_r und d_l hab unter sich gleiche Helligkeit, heben sich aber dunkel von dem Hintergrund a Wird die Intensität beispielsweise auf *bc* größer als auf *db*, so bekommen w folgende Helligkeitsverteilung:

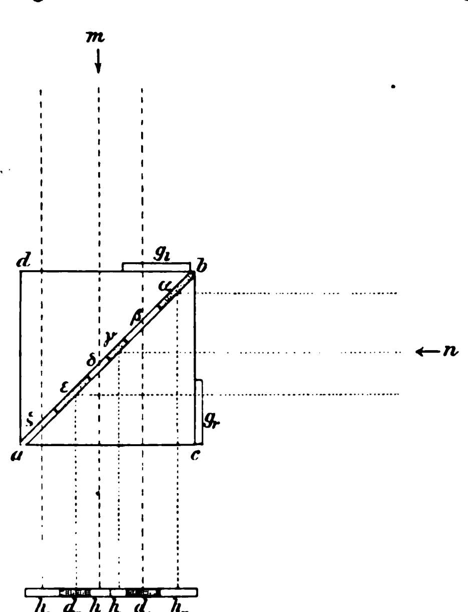


Fig. 54.

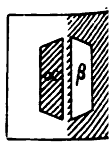


Fig. 55.

$$h_l \quad (d_r + \Delta) \quad h_l \quad (h_r + \Delta) \quad d_l \quad (h_r + \Delta).$$

[1] Z. f. Instr. **9**, 461, 1899. Über eine ähnliche Vorrichtung von SWAN siehe O. KNO Phil. Mag. (5) **49**, 118, 1900.

Es ist also der Kontrast in der rechten Hälfte des Gesichtsfeldes gestiegen, in der anderen gesunken. Diese Vorrichtung ist sehr empfindlich; der mittlere Fehler der Einstellungen beträgt etwa 0,5 $^0/_0$ (bei sehr geübten Beobachtern sogar nur 0,22 $^0/_0$).

3. Milchglasphotometer von LEONHARD WEBER.[1] Die in dem innen geschwärzten Tubus A (Fig. 56) befindliche Benzinlampe n von 20 mm Flammenhöhe, deren Konstanz von s aus beobachtet wird, beleuchtet die mittels eines Triebes verschiebbare Milchglasplatte a. Die Entfernung r zwischen a und n ist außen an A ablesbar. Der um die Achse von A drehbare Tubus B enthält den LUMMER-BRODHUNschen Würfel p, ein Diaphragma d, die Beobachtungsöffnung o und eine Milchglasplatte b; k dient zur Abblendung von Seitenlicht. Werden a und b beleuchtet, so sind die Helligkeitsverhältnisse im Gesichtsfeld lediglich durch die Stärke der Beleuchtungen, also durch die Intensitäten und die Abstände der Lichtquellen von a und b, nicht aber durch die Entfernungen des Prismas p von a und b bedingt, da das Auge diese Flächen in die Ebene des Diaphragmas verlegt. — In der Entfernung R von b wird zunächst eine Hefnerlampe aufgestellt und der Abstand r zwischen n und a aufgesucht, bei welchem der Fleck im Gesichtsfeld verschwindet (siehe oben unter 2a). Dann ist die Intensität der Benzinlampe

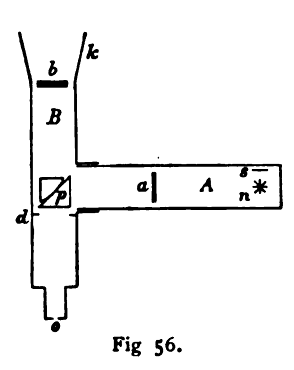


Fig 56.

$$J_B = \frac{J_H r^2}{R^2} = C.$$

J_H für die Hefnerlampe ist gleich 1, bzw. nach S. 112 zu korrigieren. Die zu untersuchende Lichtquelle L wird nun vor B aufgestellt; der Fleck verschwinde, wenn der Abstand $Lb = r_2$, $na = r_1$ ist; wir erhalten dann

$$J_L = C\frac{r_2^2}{r_1^2}. \tag{39}$$

Bei sehr hellen Objekten setzt man bei b mehrere Milchglasplatten ein; C muß dann neu bestimmt werden. Entfernt man b, so kann man Beleuchtungen (auf Wänden, Tischen etc.) messen. Der Abstand bzw. die (nicht zu starke) Schrägstellung der betreffenden Fläche sind ohne Belang, wenn ihre Ausdehnung genügend groß ist. Man stellt im Abstand R von einer Hefnerlampe senkrecht einen weißen Karton auf, richtet B möglichst senkrecht auf diesen, und führt die Einstellung aus; dann ist die Beleuchtung des Kartons gleich derjenigen von a; demnach

$$\frac{1 \text{ M.-H.-K.}}{R^2} = \frac{1 \text{ M.-B.-K.}}{r^2}; \quad 1 \text{ M.-B.-K.} = \frac{r^2}{R^2} \text{ M.-H.-K.} = C' \text{ M.-H.-K.},$$

wenn r die Entfernung der Benzinkerze von a ist, und M.-B.-K. die Einheit der Beleuchtung in »Meterbenzinkerzen« ausgedrückt bedeutet. Richten wir also den Tubus B auf eine Fläche, deren Beleuchtung E gemessen werden soll und ist zum Verschwinden des Flecks die Entfernung r_1 der Milchglasscheibe a von n nötig, so ist

$$E = \frac{C'}{r_1^2}. \tag{40}$$

Natürlich kann man mit dem WEBERschen Photometer auch Flächenhelligkeiten (von Lichtquellen, Wolken, vom Himmel etc.) messen. An Stelle von k

[1] W. A. **20**, 326, 1883.

wird ein Rohr von der Länge $\mathfrak{l}$ (von b an gerechnet) gesetzt, das durch einen Deckel mit der f cm² großen Öffnung O verschlossen ist. $\mathfrak{l}$ muß groß sein gegen den Durchmesser von O (vgl. S. 108). Man behandelt O als Lichtquelle (vgl. S. 103) und erhält aus Gl. 13a und Gl. 39

$$i = C \frac{\mathfrak{l}^2}{r_1^2} \cdot \frac{1}{f} . \tag{41}$$

Schreibt man hierfür

$$i = \mathfrak{C} \frac{1}{r_1^2} , \tag{41a}$$

so ist $\mathfrak{C}$ abhängig von $\mathfrak{l}$ und f; wählt man zur Bestimmung der nämlichen Flächenhelle ein kürzeres Rohr mit weiter Öffnung (etwa den Konus k), so wäre

$$i = \mathfrak{C}' \frac{1}{r_1'^2} ; \tag{41b}$$

man kann also $\mathfrak{C}'$ durch zwei Beobachtungen am nämlichen Objekt bestimmen, und erspart sich dadurch die Berechnungen nach Gl. 11 für das kürzere Rohr. Eines solchen bedarf man aber für die Messung sehr geringer Flächenhelligkeiten.

Aus der gefundenen »effektiven« Flächenhelle i_e und der berechneten »indizierten« Flächenhelle i_i (vgl. S. 104) erhält man die «Albedo« $\mathfrak{W}$ der betreffenden diffus reflektierenden Fläche

$$\mathfrak{W} = \frac{i_e}{i_i} . \tag{42}$$

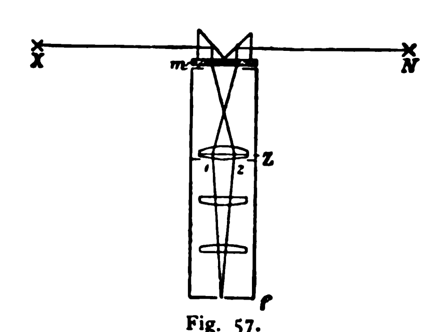


Fig. 57.

4. Photometer von F. MARTENS.[1] Die beiden aneinander grenzenden, von den zu vergleichenden Lampen beleuchteten Felder werden mit Hilfe eines Biprismas Z (Fig. 57) erhalten. Die Milchglasplatte m wird in der Ebene von f abgebildet. Bei der Beobachtung durch die Öffnung von f sieht man die Prismenkante von Z scharf; die Prismenhälfte *1* erhält nur Licht von N, die Hälfte *2* nur von X. Man stellt auf Verschwinden der Grenze zwischen *1* und *2* ein.

Heterochrome Photometrie.

Die photometrische Vergleichung verschiedenfarbiger Lichter unterliegt mehreren, zum Teil schon früher besprochenen Bedenken:

1. Die Einstellung auf gleiche Helligkeit verschieden gefärbter Felder bietet einem jeden Beobachter erhebliche Schwierigkeit; bei längerer Übung erreicht man jedoch leidliche Gleichmäßigkeit der einzelnen Einstellungen.
2. Die von verschiedenen Beobachtern unter gleichen Bedingungen ausgeführten Einstellungen auf identische Helligkeit verschiedenfarbiger Lichter weichen wegen der ungleichen Farbenempfindlichkeit der Augen oft erheblich voneinander ab. Jeder, der photometrische Messungen auszuführen hat, sollte sich von der Beschaffenheit seiner Augen überzeugen.
3. Wegen des PURKINJE-Phänomens (vgl. S. 73 und 99) ergeben die bei verschiedenen Flächenhelligkeiten des Photometerfeldes (also bei verschiedenem Abstand der Lichtquellen vom Schirm etc.), ausgeführten Einstellungen im allgemeinen nicht das gleiche Resultat. Beobachtet man

[1] Verh. Deutsch. Phys. Ges. 1, 278, 1899.

oberhalb einer gewissen Flächenhelle (vgl. S. 73 u. 99), so tritt das PURKINJE-Phänomen nicht mehr ein und die Ergebnisse werden untereinander gleich. Aus dem unter diesen Bedingungen erhaltenen Resultat darf man nun aber nicht Berechnungen ableiten, welche in das Bereich jenes Phänomens fallen, und es ist für die genaue Vergleichung heterochromer Lampen nötig, Einstellungen bei mehreren unter sich verschiedenen absoluten Intensitäten (verschiedenen Flächenhelligkeiten der Photometerfelder) auszuführen. Bei der Verwertung der Messungsergebnisse hat man zu beachten, ob die betreffende Lampe für Beleuchtung aus großer Nähe oder aus großer Entfernung verwendet werden soll.

Spezielle Apparate und Methoden für die heterochrome Photometrie.[1] Gleichheits- und Kontrastphotometer. Es ist bereits oben (S. 106) erwähnt worden, daß die Kontrastapparate für heterochrome Messungen weniger geeignet sind, als die Gleichheitsphotometer; allerdings geben manche Forscher gerade das Gegenteil an; recht zweckmäßig soll die HESEHUSsche Modifikation des BUNSENapparats sein. Manche Forscher haben die Verwendung der SAVARTschen bzw. der SOLEILschen Doppelplatten (vgl. S. 106) empfohlen. Zu erwähnen sind ferner die recht brauchbaren Kompensationsphotometer, bei denen ein bestimmter Teil des von der stärkeren Leuchtquelle ausgehenden Lichtes auf die der anderen Lampe zugewandte Seite des Photometerschirms geworfen wird, wodurch sich die Farbenverschiedenheit (aber auch die Einstellungsgenauigkeit) vermindert. Das BUNSEN- und das HESEHUSphotometer gehören gewissermaßen auch hierher. Über andere Konstruktionen siehe A. KAUER, l. c., S. 114, Note 3.

Ein von E. BRÜCKE[2] begründetes Verfahren beruht auf folgendem Prinzip: Liegen scharf begrenzte Figuren, welche von der einen Lichtquelle beleuchtet werden, in einer von der anderen verschieden gefärbten Leuchtquelle bestrahlten Fläche, so sind die scheinbaren Helligkeiten der heterochromen Felder gleich, wenn die Grenzen unter einem möglichst großen Gesichtswinkel bei an und für sich sehr geringer Ausdehnung der Netzhautbilder betrachtet, undeutlich werden. Gewiße Gleichheitsphotometer sind für das BRÜCKEsche Verfahren direkt anwendbar. Sehr zweckmäßig ist ein von E. BRÜCKE beschriebener Photometerkörper, der aus völlig gleichen, farblosen Spiegelglasplatten von rechtwinkelig gleichschenkeliger Form besteht, die abwechselnd entsprechend der Lage adb bzw. acb (Fig. 58) übereinandergeschichtet werden. Die mit durchscheinendem Papier bedeckten Seiten ac und bd des Körpers werden durch die zu vergleichenden Lichtquellen beleuchtet. Man blickt entweder aus größerer Entfernung unter Zuhilfenahme von Brillengläsern, um gute Akkomodation zu haben, oder mit Hilfe eines umgekehrten Opernglases senkrecht nach ab und sucht diejenige Stellung des Photometerkopfes auf, bei der die Streifen unter dem größten Sehwinkel, also bei größter Annäherung des Auges an den Photometerkörper, verschwinden. Dann haben die in verschiedenfarbigem Licht erscheinenden horizontalen Streifen gleiche scheinbare Helligkeit.

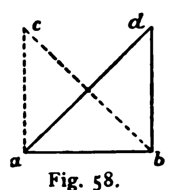


Fig. 58.

Einstellung auf gleiche Sehschärfe. Die Sehschärfe ist der reziproke Wert des Winkels, unter dem man ein bestimmtes Sehzeichen (schwarze Zeichnung auf hellem Grund) eben deutlich erkennen kann; sie nimmt mit steigender Helligkeit anfangs sehr schnell, später langsam zu, erreicht bei etwa Tageshelle ein lange Zeit konstant bleibendes Maximum, um bei sehr hohen Intensitäten (Blendung) wieder abzunehmen. Für heterochrome Vergleichungen kann man ein und dasselbe Sehzeichen sukzessiv durch die beiden Lampen beleuchten und die

---

1 Vgl. W. WINKELMANNS Handb. Bd. VI, 778, 1906 (Photometrie, bearb. v. E. BRODHUN); ferner H. v. HELMHOLTZ, Physiol. Optik II. Aufl., 1896, Abschn. 2. — 2 Z. f. Instr. 10, 11, 189 .

Strahlung beider solange schwächen, bis man das Zeichen noch eben scharf e kennt, dann sind die beiden Beleuchtungen gleich; oder man beobachtet zw nebeneinanderliegende gleiche Sehzeichen, deren jedes von je einer der Lich quellen beleuchtet wird, und variiert die Bestrahlungen derart, daß die Zeiche in der Nähe des Undeutlichwerdens gleich scharf sichtbar sind. Man kann sic dazu einer von E. Brücke[1] angegebenen Vorrichtung bedienen, die aus zwei nac Fig. 58 übereinandergelegten Prismen besteht; die Seitenflächen tragen Zeicl nungen oder besser feine gitterartige Gewebe und ferner Seidenpapier, um völli diffuses Licht zu erhalten. Die auf der Herstellung gleicher Sehschärfe begrü deten Verfahren sind ermüdend, ihre Zuverlässigkeit steht nicht sicher fest.

Flimmerphotometer. Das Prinzip der Flimmerphotometrie wurde berei auf S. 82 auseinandergesetzt. Hier mögen kurz einige Apparate für derartig Vergleichungen besprochen werde H. Krüss[2] hat die in Fig. 59 ski zierte Anordnung angegeben. Da von den Lichtquellen G und H kom mende Licht wird von den Spiegeln und P_1 auf die Mattscheibe ab, di durch die Lupe O betrachtet wir geworfen. Zwei auf derselben Achs angebrachte, mit der Hand beweg Sektoren S und S_1 von 90° Winke öffnung lassen abwechselnd Lic von H bzw. von G auf ab falle In ähnlicher Weise könnte man jed Gleichheitsphotometer zum Flimm photometer umgestalten.

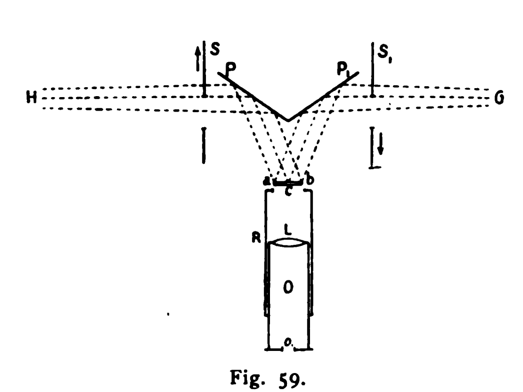


Fig. 59.

Sehr einfach ist eine andere von Simmance und Abady[3] vorgeschlage Anordnung. Eine Scheibe aus matter, weißer Masse rotiert um eine parallel Photometerbank angebrachte Achse. Der durch die Verbindungslinie der Lic quellen gehende Rand der Scheibe ist zur Hälfte nach der einen, zur Hälfte na der anderen Seite abgeschrägt, so daß das Auge abwechselnd Licht von beid Leuchtquellen erhält. — Man hat zur Messung des Lichtstärkenverhältnisses, aus dem S. 82 Gesagten hervorgeht, diejenige Stellung der Lampen aufzusuch bei der das Flimmern bei möglichst geringer Umdrehungszahl aufhört. — die Flimmermethode bei heterochromer Vergleichung mehr leistet, als die ander Methoden, ist noch nicht erwiesen.[4]

Indirekte Methoden. Das Verhältnis der Gesamtlichtstärken zwe Lichtquellen, welche den nämlichen glühenden Strahler enthalten (z. B. Koh partikelchen), kann als Funktion des Verhältnisses der Lichtstärken in dem Spektr gebiet A und desjenigen in dem Spektralgebiet B angesehen werden; es w demnach z. B.

$$\frac{J}{J'} = f\left(\frac{J_{\text{rot}}}{J'_{\text{rot}}}, \frac{J_{\text{grün}}}{J'_{\text{grün}}}\right). \qquad (4$$

Nach den Untersuchungen von Macé de Lépinay[5] ist

$$\frac{J}{J_1} = \frac{\frac{J_r}{J'_r}}{1 + 0{,}208\left(1 - \frac{J_{gr}}{J'_{gr}} \cdot \frac{J'_r}{J_r}\right)}; \qquad (4$$

[1] l. c. — [2] J. f. Gasbel. **47**, 129, 153, 1904; Phys. Z. **5**, 65, 1904. — [3] Phil. M (6) **7**, 341, 1904. Siehe ferner H. Krüss, Z. Instr. **25**, 98, 1905; W. Bechstein, ebenda, 45, 1905. — [4] Über einige verwandte Methoden siehe J. v. Kries, in W. Nagels Han d. Physiol. Bd. III, S. 258. — [5] C. R. **97**, 1428, 1883.

wir können hierfür schreiben

$$\frac{J}{J_1} = k \frac{J_r}{J'_r}, \qquad (43b)$$

worin k von dem Quotienten

$$\frac{Gr}{R} = \frac{J_{gr}}{J'_{gr}} : \frac{J_r}{J'_r}$$

abhängt. Die Gl. 43 kann, wie schon erwähnt, nur für einen bestimmten Lampentypus angewandt werden; zur Vergleichung von Leuchtquellen mit verschiedenen Strahlern ist sie wegen der Verschiedenheit der Energiekurven infolge selektiver Emission nicht übertragbar.

Ein auf Gl. 43 beruhendes Verfahren zur heterochromen Vergleichung ist besonders von LEONHARD WEBER[1] ausgearbeitet worden und mit seinem Photometer leicht ausführbar, indem man die verschiedenfarbigen Lichtquellen einmal im roten, das andere Mal im grünen Spektralgebiet photometriert. Es genügt, bei den Messungen ein rotes bzw. ein grünes Glas vor das Auge zu bringen. Man bildet den Quotienten $\frac{Gr}{R}$ und erhält aus diesem Wert mit Hilfe einer experimentell für den betreffenden Lampentypus ermittelten Tabelle den Wert für k in Gl. 43b.

Das LÉPINAY-WEBERsche Verfahren vermeidet, wie man sieht, im Einzelfall die heterochrome Vergleichung; die Schwierigkeit ist aber naturgemäß nur an eine andere Stelle verlegt, und zwar ist sie bei der experimentellen Bestimmung der k-Werte zu überwinden. Es ist aber klar, daß weit genauere Resultate zu erhalten sind, wenn diese Werte durch eingehende Messungen eines geübten Beobachters ein für allemal festgestellt werden, als wenn im Einzelfall die heterochrome Vergleichung direkt ausgeführt werden muß.

Die von LEONHARD WEBER mitgeteilten k-Werte beziehen sich auf Flammen mit glühenden Kohlepartikelchen, und sind durch Einstellung auf gleiche Sehschärfe (vgl. S. 121) ermittelt worden.[2]

Messung der Lichtstärke einer Lampe in verschiedenen Richtungen. Ermittelung des Gesamtlichtstromes und der mittleren sphärischen Intensität.[3]

Ist die Leuchtkraft einer Lichtquelle (leuchtender Punkt, glühende Kugel) von der Richtung unabhängig, so ergibt sich, wenn $J_h\, d\,\omega$ die horizontale Intensität bedeutet, der Gesamtlichtstrom zu

$$J = 4\,\pi\, J_h.$$

(Vgl. S. 102). Bei unseren künstlichen Lichtquellen ist aber die Leuchtkraft wegen der Form des strahlenden Körpers, wegen der Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Partien und wegen Reflexion bzw. Schattenbildung durch gewisse Lampenteile sehr von der Richtung abhängig. Recht auffallend ist dies z. B. bei einer Bogenlampe, deren Lichtstärken in verschiedenen zur Horizontalen geneigten Richtungen sich folgendermaßen ergaben[4]:

---

[1] Elektrot. Z., 5, 166, 1884; vgl. auch l. c., S. 119. — [2] Man sehe auch CH. FABRY, C. R. 137, 743, 1903. M. BÖHM, J. f. Gasbel. 1904, 411. A. RUDOLPH, ebenda 1905, 214. — Zur heterochromen Photometrie vgl. auch die Arbeiten von J. S. DOW, O. BASTIAN, F. LAPORTE im Electrician Bd. 57, 1906. — [3] Vgl. A. WINKELMANNS Handb., Bd. VI, 1906, Kapitel »Photometrie«. O. CHWOLSON, Lehrb. d. Physik, Bd. II, 587. Katalog der Firma Schmidt & Haensch über Photometer. — [4] Vgl. W. BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI, Das elektrische Bogenlicht, Leipzig, S. Hirzel, 1904; S. 40 (nach H. FONTAINE).

Winkel φ	über der Horizontalen		unter der Horizontalen	
	Lichtstärke in H.-K.	Verhältniszahl	Lichtstärke in H.-K.	Verhältniszahl
0°	2450	1,0	2 450	1,0
15°	1568	0,60	4 360	1,8
30°	1415	0,55	8 830	3,7
45°	1295	0,53	12 800	5,0
60°	810	0,33	14 440	6,0
75°	228	0,09	11 420	4,7
90°	158	0,05	0	0,0

Zu einer genauen Charakteristik einer Leuchtquelle ist es also nötig, die Lichtstärke für möglichst viele Richtungen zu ermitteln. Das Ergebnis läßt sich folgendermaßen veranschaulichen. Wir denken uns die Mitte der Lampe in den Ausgangspunkt eines dreiachsigen Koordinatensystems gelegt; von diesem Zentrum aus ziehen wir nach den Richtungen, in denen die Lichtquelle photometriert

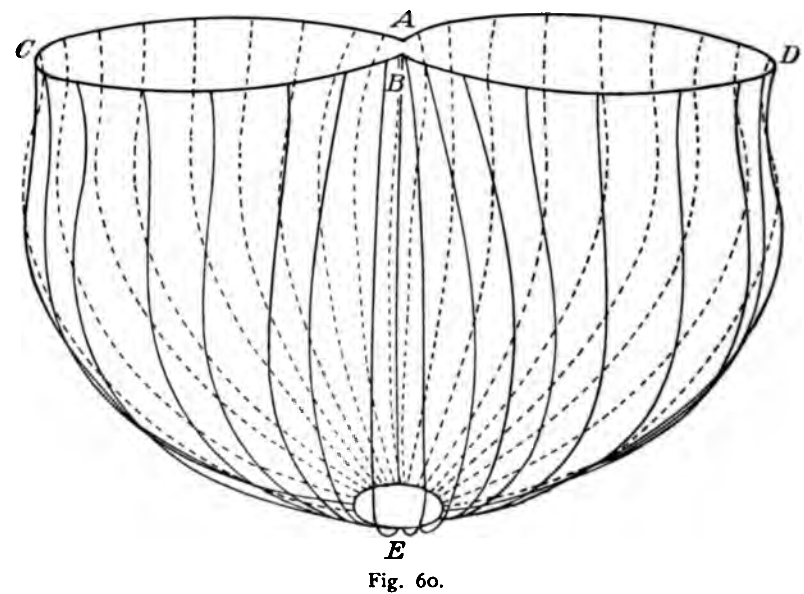


Fig. 60.
Unterer hemisphärischer Lichtkörper der Nernstlampe.
Der Glühstift hatte die Lage *AB*.

worden ist, Gleitstrahlen und tragen auf ihnen Strecken ab, welche den gefundenen Leuchtkräften proportional sind. Die Endpunkte dieser Strecken liegen auf einer die räumliche Lichtverteilung bei dieser Lampe charakterisierenden Fläche, welche den sogenannten »Lichtkörper« der Lichtquelle umschließt. Man kann diesen in der angegebenen Weise z. B. durch eine Drahtkonstruktion veranschaulichen; ein derartiges, von W. WEDDING[1] konstruiertes Modell für die Lichtverteilung der Nernstlampe in der unteren Hemisphäre ist in Fig. 60 abgebildet. Legen wir Schnitte durch den »Lichtkörper«, welche die Vertikalachse in sich enthalten, so werden die entstehenden Ebenen von den sogen. »Meridionalkurven« begrenzt; senkrecht zu der Vertikalachse liegende Ebenen sind von den »Äquatorialkurven« umschlossen. Letztere sind bei manchen Lichtquellen Kreise, d. h. die Vertikalachse ist für diese Rotationsachse (Hefnerlampe; annähernd auch Petroleum- und Gasrundbrenner); wir wollen derartige Lichtquellen als »achsialsymmetrisch« be-

1 Elektrotechn. Z. **24**, 442, 1903; J. f. Gasbel., 1904, S. 188.

zeichnen; bei vielen Lampen zeigen die Äquatorialkurven jedoch erhebliche Abweichungen von der Kreislinie. Die Fig. 61a—d zeigen einige Meridional- und Äquatorialkurven für verschiedene Lampen.

Für die rechnerischen Betrachtungen über den Gesamtlichtstrom legen wir »Polarkoordinaten« zugrunde; es ist alsdann die Lichtstärke einer bestimmten Lampe eine Funktion der beiden Variablen φ = »geographische Breite« und ψ = »geographische Länge«. Wir wollen φ von der Vertikalachse aus zählen; als Horizontalachse wählen wir eine Linie, die den Äquatorialschnitt in zwei gleiche Hälften teilt, was wohl bei bei den meisten Lampen möglich ist. Von dieser horizontalen Achse aus zählen wir ψ. Ist in der Richtung φ, ψ die Lichtstärke gleich $J_{\varphi,\psi}\, d\omega$ (vgl. S. 101), so ist der Gesamtlichtstrom

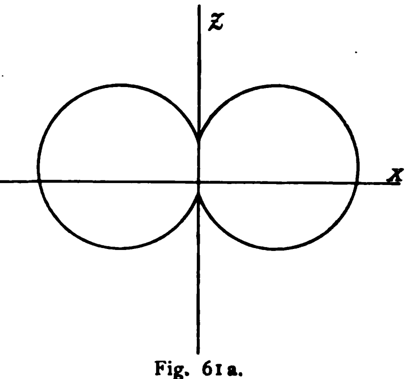


Fig. 61a.
Meridionalkurve des Auerbrenners.

$$I = \int J_{\varphi,\psi}\, d\omega. \tag{44}$$

Fig. 61b. Meridionalkurve einer Bogenlampe.

Wenn der Winkel φ um den von der Vertikalachse dargestellten Schenkel rotiert, so bildet er einen Raumwinkel, dessen Differential (vgl. S. 103)

$$d\,\Omega = 2\,\pi \sin\varphi\, d\,\varphi$$

ist. Fassen wir von diesem Hohlkegel ein Stück ins Auge, dessen Basis die Länge = 1 und die Breite $d\,\varphi$ hat, so ist dieser Körperwinkel

$$d\,\Omega' = \sin\varphi\, d\,\varphi;$$

schrumpft die Länge der Basis auf das Differential $d\psi$ zusammen, so ist

$$d\,\omega = \sin\varphi\, d\,\varphi\, d\,\psi.$$

Setzen wir diesen Ausdruck in Gl. 44 ein, so erhalten wir

$$I = \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \int_{\psi=0}^{\psi=2\pi} J_{\varphi,\psi} \sin\varphi\, d\,\varphi\, d\,\psi \tag{45}$$

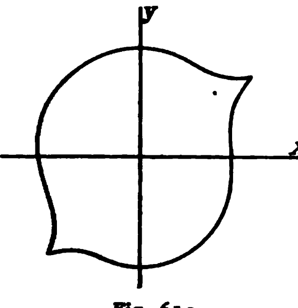


Fig. 61c.
Äquatorialkurve einer Kohlefadenglühlampe.
Die x-Achse liegt in der Ebene des Bügels. Die Spitzen sind durch Reflexion in der Glasbirne verursacht.

Für diejenigen Lichtquellen, welche achsialsymmetrisch zur Vertikalachse sind, ist J unabhängig von ψ, und wir erhalten

$$I = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} J_\varphi \sin\varphi \, d\varphi . \tag{45a}$$

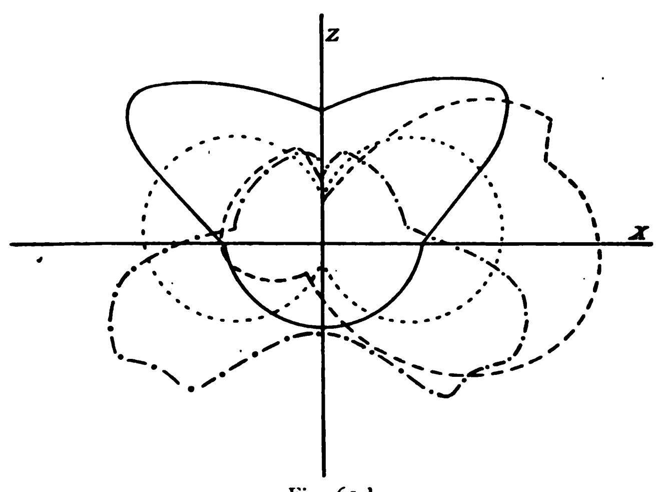


Fig. 61 d.

Veränderung der Meridionalkurve des Auerbrenners durch Reflektoren.

....	Meridionalkurve des Auerbrenners	ohne Glocke bzw. Reflektor (Fig. 61 a)
————	" " "	mit Augenschützer aus Überfangglas
—·—·—·	" " "	mit Lochzylinder und Autositschirm
— — — —	" " "	mit Lochzylinder und seitlichem Autositschirm

(Nach C. R. Böhm, Das Gasglühlicht 1906.)

Ist die Lichtquelle nicht achsialsymmetrisch zur normalen, so mißt man J_ψ in 10—20 verschiedenen Richtungen und zwar in einer größeren Anzahl von Äquatorialebenen, berechnet den Mittelwert $J_{\varphi(m)}$ für jedes φ und benutzt dann die vorstehende Gleichung. Bisweilen (z. B. bei Glühlampen) kann man $J_{\varphi(m)}$ direkt messen, wenn man die Lampe sehr schnell um die Vertikalachse rotieren läßt.[1]

Meist gibt man in der Photometrie nicht den Gesamtlichtstrom einer Leuchtquelle an, sondern die »mittlere räumliche (sphärische) Lichtstärke«

$$J_m = \frac{I}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} J_{\varphi(m)} \sin\varphi \, d\varphi . \tag{46}$$

Zur Veranschaulichung des Begriffes der mittleren räumlichen Lichtstärke denken wir uns die in Frage stehende Leuchtquelle von einer weißen Hohlkugel umgeben; die Beleuchtung der letzteren ist alsdann keine gleichmäßige; wir denken uns nun die Lichtquelle durch eine leuchtende Kugel ersetzt, deren Gesamtlichtstrom gleich demjenigen unserer Lampe ist. Dann empfängt die Wand der Hohlkugel eine völlig gleichmäßige Beleuchtung, welche das Maß für die mittlere sphärische Lichtstärke der ungleichförmig strahlenden Lampe abgibt.

Die Ermittelung der mittleren räumlichen Lichtstärke auf Grund der Gl. 45a kann auf graphischem Wege nach dem Rousseauschen Verfahren oder auch rechnerisch geschehen. Wie die Fig. 62, in welcher M ein Stück der Meridionalkurve irgend einer Lampe und K einen um O gelegten Kreisbogen darstellt, erkennen läßt, können wir für $\sin\varphi d\varphi$ die Projektion a des Bogendifferentials $d\varphi$

[1] Siehe z. B. P. Hyde und E. Cady, J. f. Gasbel. 1907, 490.

uf eine Vertikale setzen. Das in Gl. 45a vorkommende Integral ist demnach durch die Summierung

$$\sum_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} J_\varphi \cdot a$$

zu ermitteln. Graphisch verfährt man prinzipiell folgendermaßen. Man teilt den um O gelegten Halbkreis K in viele kleine Bogenelemente, projiziert diese auf eine Vertikale N und bildet aus jeder entstandenen Projektion als Basis und dem zugehörigen J_φ-Wert als Höhe ein Rechteck. Der Inhalt der entstandenen Fläche gibt nach Multiplikation mit 2π bzw. mit $\frac{1}{2}$ (siehe Gl. 45a und 46) den Gesamtlichtstrom bzw. die mittlere sphärische Intensität. Natürlich kann man auch die für eine Hemisphäre oder desgl. geltenden Werte durch Ausmessen des entsprechenden Flächenstückes ermitteln. Die graphische Konstruktion gestaltet sich am einfachsten in der Weise (Fig. 63), daß man eine größere Anzahl der die Lichtstärke J_φ in verschiedenen Richtungen angebenden Gleitstrahlen bis zum Schnitt mit K verlängert, von den Schnittpunkten Lote auf N fällt, in deren Fußpunkten Ordinaten von der Höhe des zugehörigen J_φ-Wertes errichtet und deren Endpunkte verbindet. Die entstandene Kurve schließt mit N die gesuchte Fläche ein. — Auf die rechnerischen Methoden kann hier nicht eingegangen werden; man sehe dazu P. Högner[1], S. 17; B. Monasch[2], S. 15; ferner E. Liebenthal, Elektrotechn. Z., **10**, 337, 1889; Z. f. Instr., **19**, 193, 225, 1899.

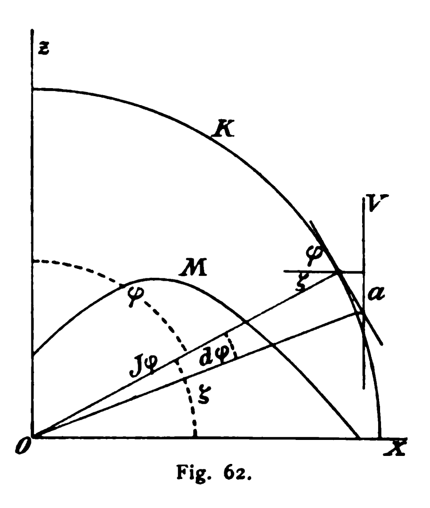


Fig. 62.

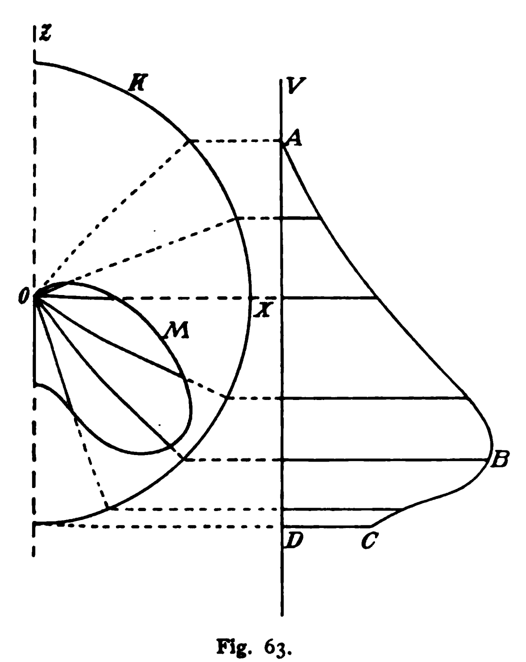


Fig. 63.

In der Literatur finden sich für gewisse Quotienten photometrischer Größen Bezeichnungen, die anscheinend jedoch nicht allgemein angenommen sind; beispielsweise $\frac{J_{h(m)}}{J_m}$ = sphärischer Reduktionsfaktor; $\frac{J_m}{J_{h(m)}}$ = Konversionskoëffizient; $\frac{J_v}{J_{h(m)}}$ = Ungleichmäßigkeitskoëffizient u. a. ($J_{h(m)}$ = mittlere horizontale, J_m = mittlere sphärische, J_v = vertikal nach oben bzw. nach unten gerichtete J).

Man findet bisweilen die Angabe, der Radius der Kugel, welche gleiche Oberfläche habe, wie der »Lichtkörper«, sei proportional J_m, oder die Behauptung, der Gesamtlichtstrom sei proportional dem Inhalt des »Lichtkörpers«. Beides ist falsch,

[1] P. Högner, Lichtstrahlung und Beleuchtung, Braunschweig 1906. — [2] B. Monasch, Elektrische Beleuchtung, Hannover 1906.

denn es ist der Gesamtlichtstrom $4\pi J$, die Oberfläche des Körpers $4\pi J^2$, der Inhalt desselben $\frac{4}{3}\pi J^3$. (Vgl. F. Uppenborn, J. f. Gasbel. 1905, 272.)

Die vorstehenden Überlegungen lassen sich naturgemäß auf die Gesamtemission von Strahlern übertragen und finden bei der Ermittelung des Nutzeffektes der Lichtquellen eine sehr wichtige Anwendung (vgl. S. 140 und 148).

Hilfsmittel für die Messung des Gesamtlichtstroms. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Bestimmung der Lichtstärke unter verschiedenem φ. Elektrische Glühlampen sind am einfachsten zu behandeln, da sie sich beliebig drehen lassen; man benutzt dazu Stative mit Teilkreisen. Bei den anderen Leuchtquellen kann man durch Heben bzw. Senken des zu untersuchenden Objektes und geeignete Stellung des Photometerschirms oder unter Anwendung eines Spiegels zum Ziel kommen. Auch die Verwendung mehrerer Spiegel hat sich bewährt, weil dann die Lichtquelle ihre erste Aufstellung beibehalten kann. Man erkennt, daß diese Methoden ziemlich umständlich hinsichtlich der Ausführung wie auch der rechnerischen Behandlung sind; man hat daher zahlreiche Versuche zur Konstruktion von Photometern angestellt, welche auf Grund weniger oder gar nur einer Messung die mittlere räumliche Lichtstärke zu berechnen gestatten. Wir wollen nur einige dieser Photometer, der sog. »Integratoren«, kurz beschreiben.

Lumenmeter von A. Blondel.[1] Die Lampe L (Fig. 64) wirft alles Licht, das sie in die eine Hemisphäre (Raumwinkel 2π) sendet, auf den sphärischen Silberspiegel M, welcher es nach der durchscheinenden Platte G reflektiert. Die in die andere Hemisphäre emitierte Strahlung wird durch eine nicht reflektierende Blende B abgefangen. Die Helligkeit von G wird mittels des Photometers P ermittelt; daraus ergibt sich in leicht zu übersehender Weise der Lichtstrom der einen Hemisphäre bzw. durch Division mit 2π die mittlere hemisphärische Lichtstärke von L; nach Drehung der Lampe um 180^0 bestimmt man den Wert für die andere Hemisphäre. Bei einer verbesserten Form des Lumenmeters wird L in eine innen geschwärzte Hohlkugel gesetzt, welche eine vertikale ringförmige Öffnung vom Winkel $\psi = 18^0$ besitzt. Durch diese fällt das Licht auf einen Silberspiegel, der ein Stück eines Rotationsellipsoids darstellt und von der im Brennpunkt stehenden Lampe ein Bild auf einem Schirm entwirft. Aus der photometrisch ermittelten Helligkeit dieses Bildes läßt sich der Totallichtstrom berechnen. Bei Lampen, die achsialsymmetrisch zur Vertikalen sind, wird in dem Bild $^1/_{10}$ des Gesamtlichtstroms vereinigt; bei unsymmetrischer Beschaffenheit der Leuchtquell wird diese in 20 Stellungen gemessen; die halbe Summe der J-Werte gibt dann den Gesamtlichtstrom.

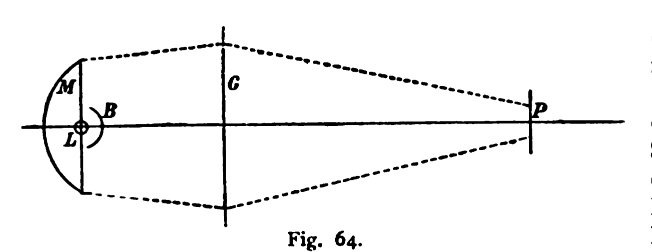


Fig. 64.

Kugelphotometer von R. Ulbricht.[2] (Fig. 65.) Die Lichtquelle wird in eine geräumige Hohlkugel gebracht, deren Innenwand mit einer diffus reflektierenden Substanz von möglichst großer Albedo überzogen ist. Eine kleine Blende b

[1] C. R. **120**, 311, 550, 1895. — [2] Elektrot. Z. **21**, 595, 1900; **26**, 312, 1905; **27**, 50, 1906; **28**, 1009, 1907. L. Bloch, ebenda **26**, 646, 1905; **27**, 63, 1906. — Zu diesem Abschnitt sehe man noch E. P. Hyde, Bull. Bur. Stand. Wash. **1**, 255, 1905; B. Dyke, Phil. Mag. (9) **9**, 136, 1905; C. Léonard, Eclair électr. **45**, 329, 1905; B. Monasch, Electrotechn. Z. **27**, 669, 1906.

beschattet einen Teil der Wand, der also nur indirekte Beleuchtung von seiten der gesamten inneren Hohlkugelfläche empfängt. Es läßt sich zeigen, daß diese Beleuchtung dem Gesamtlichtstrom — unabhängig von der räumlichen Lichtverteilung — proportional ist. An die beschattete Stelle fügt man eine Milchglasscheibe *M* ein; das durchtretende Licht wird in bekannter Weise photometriert. Man eicht den Apparat mit einer Leuchtquelle, deren Gesamtlichtstrom bekannt ist.

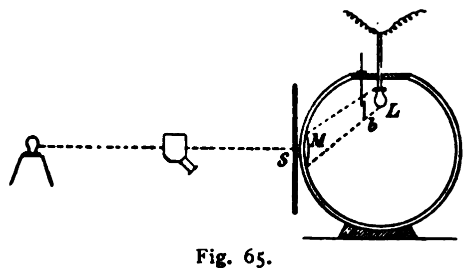


Fig. 65.

Spektrophotometrie.

Sehr häufig hat man nicht das inhomogene Licht einer Leuchtquelle zu photometrieren, sondern gleiche Gebiete in den Spektren zweier Strahler zu vergleichen oder die Schwächung einer annähernd monochromatischen Strahlung durch einen absorbierenden (oder desgl.) Körper zu messen. Die Kombinationen von Spektralapparaten mit objektiven Messinstrumenten wurden bereits früher (S. 21) besprochen. Hier sollen die für subjektive Beobachtung wichtigsten Spektralphotometer kurz beschrieben werden.

Doppelspalt-Spektralphotometer von K. VIERORDT.[1] Die zu vergleichenden Lichter treten durch die beiden Hälften eines Spaltes, die einzeln in messbarer Weise verbreitert bzw. verengt werden können, in das Kollimatorrohr. Handelt es sich um die Vergleichung zweier Lichtquellen, so läßt man die Strahlung der einen Lampe in die eine Spalthälfte direkt, die der anderen mittels eines Reflexionsprismas in die zweite Spalthälfte treten. Bei Absorptionsbestimmungen u. desgl. beleuchtet man beide Spalte direkt und bringt vor den einen die zu untersuchende Substanz. — Im Gesichtsfeld erscheinen zwei sich berührende Spektren, von denen man zur Beobachtung mittels einer Okularblende das gewünschte Gebiet ausschneidet. Durch Änderung der Breite einer Spalthälfte stellt man auf gleiche Helligkeit ein; dann verhalten sich die in das Kollimatorrohr eintretenden beiden Lichtmengen annähernd umgekehrt wie die Spaltbreiten. Man richtet nach H. KRÜSS[2] den Doppelspalt so ein, daß sich die beiden Backen symmetrisch zur Mittellinie öffnen. — Die Verwendung beweglicher Spalte zur Lichtschwächung bei Spektrophotometern unterliegt dem Bedenken, daß die Änderung der Lichtmenge nicht immer proportional der Spaltbreitenänderung verläuft.

Doppelkollimator-Spektrophotometer von O. LUMMER und E. BRODHUN.[3] Der bereits S. 58 kurz erwähnte Apparat (Fig. 23) enthält einen LUMMER-BRODHUNschen Würfel (S 118), der durch die beiden Kollimatoren in *R* bzw. *D* das Licht der zu vergleichenden Leuchtquellen empfängt; *P* ist das dispergierende Prisma. Man bringt das Auge an den Ort des durch die Linse des Fernrohrs entworfenen Spektrums: ein verstellbarer Spalt gestattet, ein nahezu homogenes Stück herauszublenden; dem Auge erscheint die Objektivöffnung in dem betreffenden Licht gefärbt. (MAXWELLsche Beobachtungsweise; MAXWELLscher Spalt.) Die Lichtschwächung wird am besten mittels eines vor *R* oder *D* rotierenden Sektors ausgeführt. Eine Modifikation dieses Apparates ist von D. B. BRACE[4] angegeben worden.

Polarisations-Spektrophotometer; a) Apparat von P. GLAN.[5] (Fig. 66.) Der Spalt *S* ist durch einen quer liegenden Metallstreifen in zwei Hälften geteilt; die beiden Lichtbündel werden nach Passieren der Kollimatorlinse O_1 durch ein WOLLASTONsches Doppelprisma *W* geschickt; dieses besteht aus zwei Kalkspatprismen, deren optische Achsen senkrecht bzw. parallel zur brechenden Kante

---

[1] P. A. **140**, 172, 1870; W. A. **3**, 357, 1878. — [2] Z. analyt. Chem. **21**, 182, 1882. — [3] Z. f. Instr. **12**, 132, 1892. — [4] Phil. Mag. (5) **48**, 420, 1899. — [5] W. A. **1**, 351, 1877.

liegen. Das von jeder Spalthälfte kommende Licht wird in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlenbündel zerlegt, welche zunächst durch den Nicol N und dann in das dispergierende Prisma P treten; die Fernrohrlinse O_2 entwirft bei A vier übereinander liegende Spektren. Eine Blende verdeckt das oberste sowie das unterste Bild; von den senkrecht zueinander polarisierten beiden mittleren Spektren wird das obere von dem durch die untere Spalthälfte eintretenden Lichtbündel erzeugt, und umgekehrt. Die beiden Spektren können für jedes Gebiet durch Ausziehen des Spaltrohrs zur Berührung gebracht werden; durch passende Einstellung des Fernrohrs wird gleichzeitig auf die Berührungslinie scharf eingestellt. Das zu beobachtende Spektralgebiet blendet man durch zwei in der Blende A befindliche seitlich verschiebbare Metallstreifen heraus.

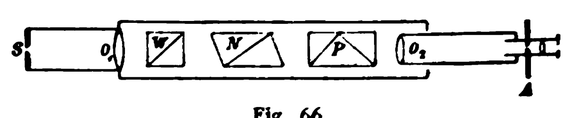


Fig. 66.

Es seien $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$ die Lichtmengen einer bestimmten Wellenlänge, welche auf die obere bzw. auf die untere Spalthälfte fallen. Steht der Hauptschnitt des Nicols parallel zu der Polarisationsebene des von dem oberen Spalt kommenden Lichtbündels, so erscheint das untere Spaltbild dunkel, das obere hell. Diese Lage des Nicols wählt man als Nullstellung; dreht man nunmehr seinen Hauptschnitt um α Grad, so ist (vgl. S. 107) die in dem unteren Bild sich vereinigende Lichtmenge $K_1 \mathfrak{L}_1 \sin^2 \alpha$, während auf das obere die Quantität $K_2 \mathfrak{L}_2 \cos^2 \alpha$ entfällt. K_1 und K_2 sind konstante Faktoren, welche durch die ungleiche Schwächung der beiden Lichtbündel im Apparat bestimmt sind. Erscheinen bei dem Drehungswinkel φ die beiden Spaltbilder gleich hell, so ist

$$K_1 \mathfrak{L}_1 \sin^2 \varphi = K_2 \mathfrak{L}_2 \cos^2 \varphi ,$$

$$\frac{\mathfrak{L}_1}{\mathfrak{L}_2} = \frac{K_2 \cos^2 \varphi}{K_1 \sin^2 \varphi} = K \cdot \operatorname{ctg}^2 \varphi . \tag{47}$$

K findet man auf folgende Weise: Ein sehr homogenes Milchglas wird durch eine Lampe beleuchtet, und das Kollimatorrohr senkrecht gegen die Ebene der Glasscheibe gerichtet. Hat man von der Nullstellung des Nicols aus bis zu völlig gleicher Helligkeit beider Felder um den Winkel φ_0 zu drehen, so ist

$$1 = K \cdot \operatorname{ctg}^2 \varphi_0 , \quad K = \operatorname{tg}^2 \varphi_0 .$$

Modifikationen des GLANschen Spektrophotometers sind von A. CROVA[1] und von G. HÜFNER[2] angegeben worden. (S. auch E. TWYMAN, Phil. Mag. **13**, 481, 1907.)

b) Apparat von A. KÖNIG.[3] Dieses Spektralphotometer enthält anstatt der Okularlinse den MAXWELLschen Okularspalt (siehe LUMMER-BRODHUNschen Apparat): man vermeidet dadurch die bei direkter Beobachtung auch sehr schmaler Spektralbezirke auftretende etwas verschiedene Färbung der rechten und der linken Seite des Gesichtsfeldes. Die Berührung der beiden Spektren wird durch ein Biprisma mit horizontaler Kante bewirkt. — Das KÖNIGsche Spektrophotometer ist durch F. F. MARTENS[4] verbessert worden.

Die ältesten Spektralphotometer stammen von J. FRAUNHOFER und von G. GOVI. Von neueren Apparaten wären außer den schon angeführten noch zu nennen das Photometer von R. T. GLAZEBROOK, von X. MELANDER, das Mikrospektralphotometer von TH. ENGELMANN, von J. KÖNIGSBERGER, das Ultraviolettphotometer von J. KÖNIGSBERGER und das photographische Spektralphotometer von H. TH. SIMON.[5] Über ein Spektralflimmerphotometer siehe O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, Beibl. 1907, 466.

---

[1] Ann. Chim. Phys. (5) **29**, 556, 1883. — [2] Z. f. phys. Chem. **3**, 562, 1889. — [3] Verh. d. Berl. Phys. Ges. **4**, 50, 1885; W. A. **53**, 785, 1894. — [4] Verh. Deutsch. Phys. Ges. **1**, 280, 1899; F. F. MARTENS und F. GRÜNBAUM, D. A. **15**, 984, 1903. — [5] Vgl. A. WINKELMANNs Handb. VI, Abschnitt: Photometrie; F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, 1905, S. 337 u. a.

Spektralphotometrische Messung der gesamten Lichtstärke.

Ist uns die »spektrale Helligkeitskurve«, d. h. die Helligkeitsverteilung im Spektrum einer Normallampe bekannt, so können wir durch eine spektrophotometrische Vergleichung dieser Lichteinheit mit einer zweiten Leuchtquelle deren gesamte Lichtstärke ermitteln. Für das der Wellenlänge λ_0 entsprechende Gebiet im Spektrum der Normallampe seien der Energiebetrag S_{λ_0} (richtiger $S_{\lambda_0}\, d\lambda$) und der Helligkeitsfaktor $\mathfrak{H}_{\lambda_0}$ gleich 1; die Lichtstärke J_{λ_0} der (nahezu) homogenen Strahlung von der Farbe λ_0 sei also die Einheit für die spektrale Vergleichung. Auf diese Einheit werden die Helligkeiten J_λ und J'_λ für das Gebiet von der Wellenlänge λ in beiden Spektren bezogen; die Energiebeträge seien S_λ und S'_λ; die zugehörigen, verschiedenen Helligkeitsstufen angehörenden Helligkeitsfaktoren $\mathfrak{H}_\lambda$ und $\mathfrak{H}'_\lambda$. Dann ist

$$\frac{J'_\lambda}{J_\lambda} = \frac{\mathfrak{H}'_\lambda S'_\lambda}{\mathfrak{H}_\lambda S_\lambda}. \tag{48}$$

Bezeichnen wir das etwa nach Gl. 47 auf S. 130 ermittelte Helligkeitsverhältnis der beiden gleichgefärbten Spektralgebiete mit $\frac{i'_\lambda}{i_\lambda}$, so gilt, wie schon auf S. 39 und 74 auseinandergesetzt wurde, die Beziehung[1]

$$\frac{i'_\lambda}{i_\lambda} = \frac{S'_\lambda}{S_\lambda}; \tag{48a}$$

aus Gl. 48 folgt also

$$\frac{J'_\lambda}{J_\lambda} = \frac{\mathfrak{H}'_\lambda i'_\lambda}{\mathfrak{H}_\lambda i_\lambda}, \tag{48b}$$

und wir bekommen die gesamte Lichtstärke des Untersuchungsobjektes durch Summierung nach dem Schema

$$J = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J'_\lambda = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_\lambda \frac{\mathfrak{H}'_\lambda i'_\lambda}{\mathfrak{H}_\lambda i_\lambda}. \tag{49}$$

Auf graphischem Wege läßt sich die Summierung folgendermaßen ausführen. Man konstruiert die Helligkeitskurve für die Normallampe und multipliziert die Ordinaten derjenigen Spektralgebiete, für welche spektrophotometrische Vergleichungen ausgeführt wurden, mit dem Faktor $\frac{\mathfrak{H}'_\lambda}{\mathfrak{H}_\lambda} \cdot \frac{i'_\lambda}{i_\lambda}$. Die Endpunkte der neuen Ordinaten bestimmen dann die Helligkeitskurven für die zu messende Lichtquelle. Das durch Planimetrieren oder desgl. ermittelte Verhältnis der Inhalte der von jenen Kurven umschlossenen »Helligkeitsflächen« gibt das Verhältnis der Lichtstärken für die beiden Lampen. Dabei ist aber zu beachten, daß die zugrunde liegende Maßzahl die oben definierte Einheit ist, nämlich die Lichtintensität des bei λ_0 liegenden Gebietes im Spektrum der Normallampe. Will man nun die gesamte (weiße) Lichtstrahlung der letzteren als Einheit setzen, so hat man zu bedenken, daß des PURKINJE-Phänomens wegen das Helligkeitsverhältnis der Lampen im allgemeinen ein anderes sein wird, als das auf dem angegebenen Wege ermittelte. Durch Feststellung der photometrischen Beziehungen zwischen dem weißen Licht der Normallampe und dem (nahezu) monochromatischen Anteil von der oben definierten Farbe bei verschiedenen Helligkeitsstufen könnte man sich von dem durch das PURKINJEsche Phänomen bedingten Fehler frei machen. Es ist selbstverständlich, daß man von der im vorstehenden be-

[1] Über die praktische Verwendung dieser Beziehung zur Ermittelung von Energiekurven siehe S. 166, Tab. 38.

schriebenen ziemlich umständlichen Methode zur Ermittelung der gesamten Lichtstärke im allgemeinen nur Gebrauch machen wird, wenn man die spektralphotometrische Vergleichung schon aus anderen Gründen durchgeführt hat.

Exakte Versuche, welche die Verschiedenheit der Helligkeitsfaktoren bei den einzelnen Intensitätsstufen, sowie das PURKINJEsche Phänomen eingehend berücksichtigen, scheinen noch nicht vorzuliegen. Um die Anwendbarkeit des Verfahrens zu zeigen, seien folgende von A. RUDOLPH[1] gemessene Versuchsreihen mitgeteilt (s. auch S. 161):

	Petroleumlampe	Azetylenfreibrenner	Azetylen-Pintschbrenner	Azetylen-Glühlicht	Spiritus-Glühlicht	15 Volt-Glühlampe	Polar-Glühlampe	Nernstlampe
Spektrophotometrisch H.-K.:	23,94	24,98	93,90	289,44	42,07	7,73	70,39	23,69
Photometrisch „	26,50	28,40	90,00	297,50	45,70	8,30	78,00	25,30
Differenz „	+2,56	+3,42	−3,90	+8,06	+3,63	+0,57	+7,61	+1,61

Allgemeine Bemerkungen über photometrische Arbeiten.[2] Da bei allen photometrischen Vergleichungen fremdes Licht sorgfältig auszuschließen ist, empfiehlt es sich, die Untersuchungen in einem völlig mattschwarz angestrichenen Raum auszuführen. Als Notbehelf kann ein mit dunklem undurchsichtigem Stoff hergestelltes »Dunkelzelt« dienen. Die Räume müssen wegen des Einflusses der Verbrennungsgase gut ventiliert werden.

Man wird bei sehr vielen photometrischen Arbeiten auf die Schwierigkeiten der heterochromen Vergleichung stoßen; bei größerem Farbenunterschied der Vergleichsobjekte arbeitet man am besten mit Hilfe eines »Zwischenlichtes«, d. h. einer konstanten Lichtquelle, deren Färbung zwischen denjenigen der zu vergleichenden Lampen liegt. Oft sind elektrische Glühlampen dazu geeignet. Man sehe hierzu die Ausführungen auf S. 114.

Die photometrische Messung ist nur ein Teil der Aufgabe, eine Lichtquelle auf ihre Leistungsfähigkeit hin zu untersuchen. Zur näheren Bewertung einer solchen muß der Material- bzw. der Energieverbrauch und die daraus sich ergebenden Kosten pro 1 H.-K. festgestellt werden. Darüber soll ein späterer Abschnitt berichten.

Während bei heterochromen Vergleichungen das Zahlenverhältnis sehr von der subjektiven Farbenempfindlichkeit des Beobachters abhängig ist (vgl. S. 72), kommen bei isochromen Messungen, also auch bei spektralphotometrischen Vergleichungen nur die generelle Unterschiedsempfindlichkeit und höchstens der generelle Schwellenwert des Auges in Betracht. Es sei noch hervorgehoben, daß Di- und Monochromaten keineswegs hohe Schwellenwerte oder geringe Unterschiedsempfindlichkeit zu haben brauchen.

Beleuchtungslehre.[3]

Bei der Einrichtung von Beleuchtungsanlagen hat man zunächst eine physiologische und eine optische Aufgabe zu erledigen, nämlich 1. die zweckmäßige Stärke und Farbe der Beleuchtung zu ermitteln, und 2. die vorteilhafteste Aufstellung der Lampen zu erwägen. Über diese Fragen sollen hier einige Ausführungen stattfinden; weitere Gesichtspunkte, die vornehmlich ökonomischer und hygienischer Natur sind, werden in einem späteren Abschnitt erörtert.

1 Phys. Z. 5, 36, 1904. — 2 Über die praktische Ausführung von photometrischen Messungen sehe man die Lehrbücher der Photometrie von H. KRÜSS (Wien 1886), A. PALAZ (Paris 1892) u. a.; ferner PAUL HÖGNER, Lichtstrahlung und Beleuchtung, Fr. Vieweg & Sohn, 1906. Ein Werk von E. LIEBENTHAL befindet sich unter der Presse (bei Fr. Vieweg & Sohn.) — 3 Vgl. L. WEBER, Die Beleuchtung, in Handbuch der Hygiene IV, 1896. W. BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI, Das elektr. Bogenlicht, Leipzig 1904.

Stärke und Farbe der Beleuchtung. Wie wir auf S. 80 sahen, nimmt die Unterschiedsempfindlichkeit mit steigender Beleuchtungsstärke bis zu einem Maximum zu, um bei noch höheren Intensitäten wieder zu sinken. Den reziproken Wert der Unterschiedsschwelle, also die Größe $\frac{H}{dH}$, nennt HELMHOLTZ, wie schon auf S. 106 angeführt wurde, die »Klarheit« der Beleuchtungsstärke. Aus den auf S. 80, Tab. 21, mitgeteilten Zahlen erhalten wir unter Verwendung des auf S. 71 angegebenen Umrechnungsfaktors folgende Werte:

Tabelle 26.

H	$\frac{dH}{H}$	H	$\frac{dH}{H}$
323 000	0,0358	64,6	0,0222
16 150	0,0173	32,3	0,0298
1 615	0,0179	16,1	0,0324
323	0,0178	6,5	0,0396
161	0,0192	1,6	0,0593

Man wird nur selten die der maximalen Unterschiedsempfindlichkeit entsprechende Beleuchtungsstärke, die »klarste Beleuchtung« (HELMHOLTZ) von ca. 16 000 bis 300 Lux nötig haben; sie wird vornehmlich nur zur Betrachtung von Objekten mit sehr zarten Helligkeitsabstufungen, z. B. von photographischen Aufnahmen, notwendig sein. Zur Vermeidung schneller Ermüdung der Augen wird man im übrigen auf die Erzielung der »klarsten Beleuchtung« verzichten und die Intensität den im einzelnen Fall an die Unterschiedsempfindlichkeit zu stellenden Anforderungen entsprechend wählen.

Häufig kommt es nicht auf große Unterschiedsempfindlichkeit an, sondern auf große Sehschärfe (vgl. S. 121), z. B. in Lese- und Schreibzimmern. Die Sehschärfe nimmt ebenfalls mit steigender Beleuchtungsstärke bis zu einem Maximalwert zu; die Abnahme (infolge Blendung) tritt erst bei sehr hohen Intensitäten ein. Man wird auch hier nicht unbedingt die »klarste«, sondern die dem jeweiligen Bedürfnis entsprechende Beleuchtung verlangen.

Sehr oft hat man gleichzeitig hohe Unterschiedsempfindlichkeit und große Sehschärfe nötig, z. B. in Zeichensälen.

Ebensowenig wie man ein Übermaß an Helligkeit erzielen wird, darf man natürlich unter eine bestimmte, dem Einzelfall angepaßte Beleuchtungsstärke heruntergehen. Es ist vorwiegend Sache des Experimentes, die für die verschiedenartigen Arbeitsräume etc. zweckmäßige Intensität zu ermitteln. Die Tab. 27 gibt einen ungefähren Anhalt für das Minimum und für die vorteilhafteste Stärke der Beleuchtung in Lux.[1]

Tabelle 27.

	Minimum	Vorteilhaft		Minimum	Vorteilhaft
Spinnereien	10	15	Feinmechanische Werkstätten	35	45
Webereien für hellfarbige Stoffe	25	30	Druckereien	40	50
Webereien für dunkelfarbige Stoffe	30	40	Hörsäle	20	40
Maschinenfabriken und Schlossereien	25	35	Zeichensäle	50	60
			Lese- und Schreibzimmer	25	35
			Läden	25	45
			Straßen	1	(nach Verkehr)

Die Beleuchtungsstärke des direkten Sonnenlichtes an der Erdoberfläche beträgt unter günstigsten Bedingungen bei Zenithsonne ca. 100 000 Lux, bei

[1] Nach W. BIEGON V. CZUDNOCHOWSKI l. c., S. 39. Siehe ferner Elektrotechn. Z. 1905, 860.

einer Sonnenhöhe von 30^0 ca. 80000 Lux.[1] Bei Sonnenschein empfängt die Erdoberfläche außer den direkten Sonnenstrahlen noch das von etwa vorhandenen Wolken, sowie das vom blauen Himmel reflektierte Licht. Weiße Wolken erhöhen bei Sonnenschein die Beleuchtungsstärke erheblich. Bei klarem und bei schwach bedecktem Himmel sind die in der Höhe der Sonnenscheibe gelegenen Stellen die hellsten; nur bei ganz gleichmäßig und stark bewölktem Himmel haben alle Teile die nämliche Helligkeit. Das von dem gesamten Himmelsgewölbe inklusive der Sonnenscheibe ausgestrahlte »Tageslicht« bedingt die als »Ortshelligkeit« bezeichnete Beleuchtungsstärke einer bestimmten Stelle der Erdoberfläche. Nach den während drei Jahren in Kiel täglich um 12 Uhr ausgeführten Messungen von L. WEBER[2] sind die extremsten beobachteten Werte der Ortshelligkeit auf horizontaler Fläche 655 (11. XII. 1891) bzw. 154300 (5. VII. 1892) Lux. Die dreijährigen Monatsmittel ergaben folgende Zahlen (Lux):

Januar	11 140	Juli	60 020
Februar	23 000	August	57 190
März	34 760	September	38 080
April	49 820	Oktober	26 770
Mai	60 950	November	9 743
Juni	57 280	Dezember	5 469

Das dreijährige Gesamtmittel beträgt 36185 Lux. Über die Einführung des Tageslichtes in die Häuser sehe man L. WEBERS Ausführungen im »Handbuch der Hygiene«, Bd. IV.

Der blaue Himmel beleuchtet bei Sonnenuntergang eine horizontale Fläche mit schätzungsweise 2000 Lux, bei 98^0 Zenithdistanz der Sonne mit nur noch 0,2 Lux. Der Vollmond liefert bei Zenithstand eine Beleuchtungsstärke von ca. 0,2 Lux; der gestirnte Nachthimmel gibt 0,0005 Lux.[3]

Außer der Intensität der Beleuchtung spielt noch die Farbe eine große Rolle. Solange es sich nur um die generelle Unterschiedsempfindlichkeit oder um die Sehschärfe handelt, ist — wenn wir von hygienischen und ökonomischen Bedenken absehen — die spektrale Beschaffenheit des Lichtes ohne Belang, da wir alle farbigen Beleuchtungen »gleich hell« machen können, d. h. für alle gleiche Unterschiedsempfindlichkeit und gleiche Sehschärfe zu erzielen vermögen (vgl. S. 70 und 121). Ganz anders aber wird die Sachlage, wenn auch die spezifische Unterschiedsempfindlichkeit in Betracht kommt, d. h. wenn wir die Färbung der Dinge erkennen wollen. Monochromatisches bzw. dichromatisches Licht zeigt uns die Außenwelt, wie sie ein total oder partiell Farbenblinder sieht; man kann sich eine annähernde Vorstellung von dem mono- bzw. dichromatischen Sehen machen, wenn man vielfarbige Gegenstände bei Natrium- bzw. Quecksilberbogen-Licht betrachtet. Zur richtigen Wahrnehmung der Eigenfarben der Dinge muß das zur Beleuchtung verwendete Licht den drei Grundfarben entsprechende Strahlen enthalten, deren gegenseitiges Intensitätsverhältnis dem beim Sonnenlicht vorliegenden entspricht.[4]

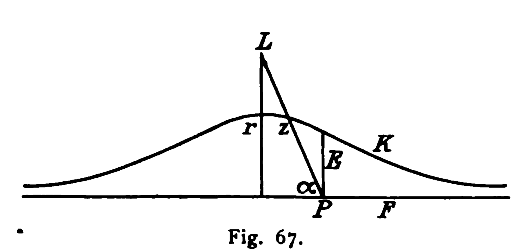


Fig. 67.

Aufstellung der Lampen. Befindet sich eine Leuchtquelle L mit einer nach allen Richtungen gleichen Lichtstärke J im Abstand r von einer ebenen Fläche F (Fig. 67), so ist die Lichtverteilung auf dieser

1 Vgl. E. HERTZSPRUNG, Z. f. wiss. Phot. **3**, 173, 1905. — 2 Schriften des Naturw. Vereins für Schleswig-Holstein **10**, 77, 1893; **11**, 48, 1898; **13**, 97, 1905. — 3 Vgl. E. HERTZSPRUNG, Z. f. wiss. Phot. **4**, 109, 1906. S. auch B. MONASCH, J. f. Gasbel. 1907, 869. — 4 Über die Beurteilung von Beleuchtungsanlagen siehe H. KRÜSS, J. f. Gasbel. 1906, 949; vgl. auch S. 151 f.

Ebene gegeben durch die für jeden Punkt P derselben gültige Beleuchtungsformel

$$E = \frac{J \sin \alpha}{z^2} = \frac{J \sin^3 \alpha}{r^2}. \tag{50}$$

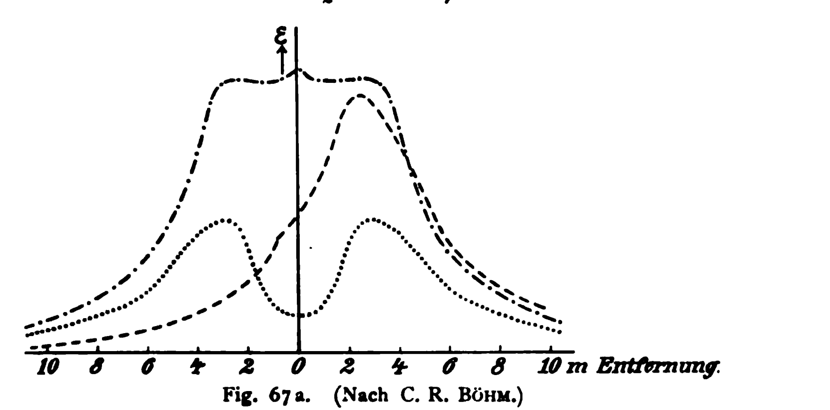


Fig. 67a. (Nach C. R. Böhm.)

Beleuchtungskurve für die Horizontalebene bei Verwendung
·············· eines gewöhnlichen Auerbrenners ohne Glocke bzw. Reflektor
—·—·—· „ „ „ mit Lochzylinder u. Autositschirm
— — — — „ „ „ „ „ „ seitlichem Autositschirm

In Fig. 67 ist die der Gl. 50 entsprechende Beleuchtungskurve K eingetragen. Variiert J mit der Richtung, so kann die Beleuchtungskurve wesentlich andere Gestalt bekommen, wie Fig. 67a zeigt. (Vgl. dazu Fig. 61d auf S. 126.)

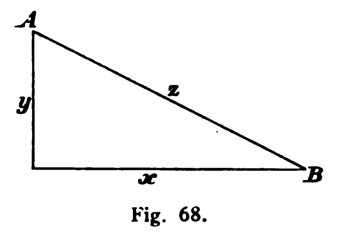


Fig. 68.

Im Punkt A (Fig. 68) befinde sich eine Lichtquelle, deren senkrechter Abstand von einer horizontalen Fläche y betrage; ein in dieser Fläche gelegener Punkt B empfängt die Beleuchtung

$$E = \frac{J \sin \alpha}{z^2} = \frac{J y}{(x^2 + y^2)\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{J y}{(x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}, \tag{50a}$$

worin J die Lichtstärke der Lampe in der Richtung AB bedeutet. Wollen wir berechnen, bei welcher Höhe y die Leuchtquelle in B das Maximum der Beleuchtungsstärke erzeugt, so haben wir — falls J innerhalb der in Betracht kommenden Grenzen konstant ist — die Gl. 50a nach E und y zu differenzieren und den Differentialquotienten gleich Null zu setzen; wir erhalten

$$\frac{dE}{dy} = \frac{J(x^2 - 2y^2)}{(x^2 + y^2)^{\frac{5}{2}}} = 0,$$

$$y = \frac{x}{\sqrt{2}}. \tag{51}$$

Bei Beleuchtungsanlagen ist ferner häufig die folgende Aufgabe zu lösen:

In welchem Punkt der Strecke a, an deren Endpunkten sich zwei Lichtquellen von den Intensitäten J bzw. J' befinden, liegt das Minimum der Beleuchtung, und welchen Wert hat dasselbe?

Die Anwendung des Entfernungsgesetzes gibt für die Beleuchtung in irgend einem Punkt D, der von der Lampe J den Abstand x hat, den Ausdruck

$$E = \frac{J}{x^2} + \frac{J'}{(a - x)^2}; \tag{52}$$

also wird

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2J}{x^3} + \frac{2J'}{(a-x)^3} = 0,$$

$$x:(a-x) = \sqrt[3]{J} : \sqrt[3]{J'},$$

und

$$E_{\min} = \frac{\left(\sqrt[3]{J} + \sqrt[3]{J'}\right)^3}{a^2}.$$

Ist $J = J'$, so erhalten wir

$$E_{\min} = \frac{8J}{a^2}. \qquad (53)$$

In der Beleuchtungspraxis handelt es sich meist nicht um die Feststellung des Minimums auf der Verbindungslinie der Lichtquellen; diese, z. B. Straßenlaternen, liegen gewöhnlich erheblich über der zu beleuchtenden Fläche und es muß mit Hilfe der vorstehenden Formeln die minimale Beleuchtungsstärke auf dieser Ebene zwischen den Lichtquellen ermittelt werden. — Zur Beleuchtung von Plätzen stellt man die Laternen an die Ecken gleichseitiger Dreiecke; die Minima liegen, wenn die Lampen die nämliche Lichtstärke haben, in der Mitte der Dreiecke.

Bei der Beleuchtung geschlossener Räume verwendet man pro 1 m² Grundfläche im Mittel 3 H.-K. zu einer guten allgemeinen Beleuchtung; nähere Zahlenwerte siehe Tab. 27, Seite 133.

Für die Beleuchtung von Arbeitstischen etc. mit Auerlicht gibt folgende Tabelle einen ungefähren Anhalt:[1]

Tabelle 28.

Zu erzielende Beleuchtungsstärke in Lux	Durchmesser des zu beleuchtenden Umkreises	Anzahl der Auerbrenner	Höhe der Lampen über dem Tisch	Gegenseitiger Abstand der Lampen
45—50	1,7	1	1	—
45—50	4	4	1	2,4
20	2,5	1	1,5	—
20	5,5	4	1,5	3
10—12	3,5	1	2	—
10—12	8,5	4	2	5

Über die zweckmäßige Anordnung von elektrischen Lampen sehe man die Darstellungen von P. HÖGNER, B. MONASCH etc. (Vgl. S. 127).

Um die in Arbeitszimmern etc. störende Schattenbildung nach Möglichkeit zu vermeiden, wählt man »indirekte« Beleuchtung, bei welcher das Licht durch undurchsichtige Reflektoren zunächst an die weiße Decke bzw. an die Wände geworfen und von dort diffus reflektiert wird; auch durch Milchglasschirme u. a. kann man vorwiegend zerstreutes Licht erzielen. Über Leistung, Kosten und Hygiene dieser Beleuchtung sehe man E. SCHILLING, J. f. Gasbel. 1904, 709, sowie PH. SCHUMANN, ebenda 1907, 112.

Zur Messung von Beleuchtungsstärken sind besondere Photometer konstruiert worden, z. B. von A. WINGEN, F. F. MARTENS, H. KRÜSS[2] u. a. Siehe dazu auch S. 119.

---

1 Vgl. E. SCHILLING, Kalender für Gas- und Wasserfachtechniker. — 2 Vgl. hierüber H. KRÜSS, J. f. Gasbel. 1904, 917; B. BLOCH, ebenda 1907, 149. Über Photometrie in Arbeitsräumen mittels eines »augenadäquaten« photographischen Papiers siehe STAN. RUŽIČKA, Arch. f. Hygiene, 1905, 179.

Als Nachtrag zu den vorstehenden Ausführungen sei noch auf die während des Druckes erschienenen Arbeiten von LAPORTE, JOUAUST und PEROT (Bull. Soc. Inst. Elect. **6**, 375, 1906; C. R. **143**, 743, 1906), von E. P. HYDE (Bull. Bur. Stand. Wash. **3**, 65, 1907) und von der Lichtmesskommission (J. f. Gasbel. 1907, 918 u. a.) über Lichteinheiten, sowie von E. P. HYDE (Bull. Bur. Stand. Wash. **2**, 1, 1906) über die Gültigkeit des TALBOTschen Gesetzes hingewiesen.

Grundlagen der Leuchttechnik.[1]

Die Strahlungsgesetze, welche in einem früheren Abschnitt behandelt worden sind, haben zu einer wissenschaftlichen Vertiefung der Leuchttechnik geführt, indem sie die Prinzipien zu einer ökonomischen Lichterzeugung festlegten. Allerdings hat die strahlungstheoretische Behandlung der Beleuchtungsfrage zunächst mehr Probleme gestellt als gelöst; doch ist es entschieden als ein großer Fortschritt zu bezeichnen, daß die Möglichkeiten zur rationellen Erzeugung von Licht klar präzisiert worden sind.

Von einer vollkommenen künstlichen Lichtquelle müssen wir verlangen:[2]

1. Ein Minimum des Preises für die Lichteinheit in der Zeiteinheit (für die »Hefnerkerzenstunde«).

2. Ein Minimum der Veränderlichkeit des Verhältnisses zwischen Leuchtkraft und Energieverbrauch (des »spezifischen Verbrauchs«).

3. Ein Minimum der erforderlichen Wartung; bequemes Zünden und Löschen.

4. Eine physiologisch und hygienisch zweckmäßige Zusammensetzung des erzeugten Lichtes.

5. Schnelle Erreichung der normalen Lichtstärke; ruhiges (nicht zuckendes etc.) Brennen.

6. Ein Minimum der von der Lichteinheit in der Zeiteinheit erzeugten Wärmemenge.

7. Ein Minimum der auftretenden schädlichen Gase oder Dämpfe in der Zeiteinheit; Fehlen von Rußbildung.

8. Geringe Explosions- und Feuersgefahr.

Entsprechend der Verwendung, welche die Lampe finden soll, sind noch weitere Forderungen bezüglich der Gesamtlichtstärke, der räumlichen Verteilung des Lichts, der Tragbarkeit der Leuchtquelle etc. zu erfüllen.

Über einige der im Vorstehenden verzeichneten Forderungen geben uns die Strahlungsgesetze wertvolle Aufschlüsse.

Unsere gebräuchlichen Leuchtkörper können wir, soweit es sich um reine Temperaturstrahlung handelt, in drei Gruppen teilen:

A. Leuchtende Flammen mit glühender Kohle: Kerzen-, Öl-, Petroleum-, Gas-, Azetylenlicht.

B. Nichtleuchtende Flammen mit glühenden Fremdkörpern: Gas-, Spiritus-, Petroleum-Glühlicht; Drummondsches Kalklicht, Zirkonlicht, Knöflerlicht (Kreide in nichtleuchtender Azetylenflamme).

C. Elektrisch geglühte Körper:
   a) Leiter erster Klasse: Kohlefadenglühlampe, Osmium-, Tantallampe u. ähnl.; Bogenlampe.
   b) Leiter zweiter Klasse; Jablochkofflampe, Nernstlampe.

---

[1] Siehe O. LUMMER, Ziele der Leuchttechnik, München, R. Oldenbourg 1903; ferner Zeitschr. f. Beleuchtungswesen Bd. 10, 1904; E. PRINGSHEIM, Z. f. wiss. Phot. **1**, 391, 1904; W. B. VON CZUDNOCHOWSKI, Das elektrische Bogenlicht, Leipzig, S. Hirzel 1904—06; E. RASCH, Z. f. Elektrotechnik und Maschinenbau, 1903, Heft 4—12. Vgl. auch O. LEHMANN, Elektrizität und Licht, Braunschweig 1895. — [2] Vgl. L. WEBER in WEYLS Handbuch der Hygiene Bd. IV, 1896, S. 86, 99; ferner B. VON CZUDNOCHOWSKI, l. c.

Während bei den unter A. und B. aufgeführten Lichtquellen die Leuchtvorrichtung selbst einen erheblichen Verbrauch an Material aufweist, wird in den unter C. verzeichneten Strahlern vornehmlich zugeführte Energie aufgewendet, während der Materialverbrauch an anderer Stelle stattfindet.

Wir wollen nun die oben mitgeteilten Forderungen, die an eine vollkommene Lichtquelle zu stellen sind, näher besprechen. Naturgemäß haben wir dabei vornehmlich die mit der Lehre von der strahlenden Energie zusammenhängenden Fragen der Leuchttechnik zu berücksichtigen.

Energetik der Lichtquellen.

Der Preis der Hefnerkerzenstunde wird — wenn wir zunächst von den Kosten der Anlage, der Unterhaltung u. a. absehen — bedingt durch den Preis der Einheit des Verbrauchsmaterials und durch den in sichtbare, physiologisch zweckmäßige Strahlung umgewandelten Teil der dem Materialverbrauch entsprechenden Energiemenge. Zur näheren energetischen Charakteristik einer Lichtquelle hat man verschiedene Größen festzustellen, welche im folgenden kurz definiert und erläutert werden sollen. Leider ist bisher über die Nomenklatur und über die Symbole keine Einigung erzielt worden; wir wollen vornehmlich die von R. von Helmholtz[1] sowie von P. Drude[2] angewendeten Definitionen bringen und uns dabei nachstehender Bezeichnungen bedienen:

$J =$ mittlere räumliche (sphärische) Lichtstärke
$\Sigma =$ mittlere räumliche Gesamtstrahlung in g-cal. pro Sek. auf 1 cm^2 in 1 m Entfernung
$\Lambda =$ mittlere räumliche sichtbare Strahlung „ „ „ „ „ 1 „ „ 1 „ „
$S = 4 . 100^2 \pi \Sigma =$ räumliche (totale) Gesamtstrahlung in g-cal. pro Sek.
$L = 4 . 100^2 \pi \Lambda =$ räumliche (totale) sichtbare Strahlung „ „ „ „
$Q =$ gesamte aufgewendte Energie (Gesamtverbrauch) „ „ „ „

Sollen die drei Größen J, Σ oder Λ nicht als mittlerer räumlicher Wert, sondern auf eine bestimmte Strahlungsrichtung bezogen angegeben werden, so ist dies durch Indices auszudrücken; z. B. $J_h =$ horizontale Lichtstärke, $J_{\varphi, \vartheta}$ (siehe S. 125) etc. Bisweilen handelt es sich um mittlere halbräumliche (hemisphärische) Werte, man hat dies alsdann speziell anzuführen; vielleicht wäre es zweckmäßig, für die mittlere untere bzw. obere hemisphärische Lichtstärke $_{\frac{1}{2}}J$ bzw. $^{\frac{1}{2}}J$ zu schreiben.

Die auf eine Normallichtquelle bezogenen Größen erhalten den Index n.

Eine ökonomische Leuchtvorrichtung muß zunächst möglichst viel der gesamten aufgewendeten Energie Q (Verbrennungswärme des Brennstoffs in der Lampe [Endprodukt: Kohlendioxyd und Wasserdampf] oder des Heizmaterials für die Maschine) in Strahlung S umwandeln d. h. das Verhältnis

$$\frac{S}{Q},$$

welches wir als »relatives Strahlungsvermögen« bezeichnen wollen, soll ein möglichst großes sein. Ferner muß der Quotient

$$\frac{L}{S} = \frac{\Lambda}{\Sigma},$$

den wir »Lichteffekt« nennen, oder das Verhältnis der sichtbaren Strahlung S zum unsichtbaren Anteil D

$$\frac{L}{S-L} = \frac{L}{D}$$

einen möglichst hohen Wert haben, d. h. die leuchtende Substanz soll vornehmlich nur Lichtstrahlen und äußerst wenig ultrarote (und ultraviolette) Wellen aus-

[1] Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase, Berlin, L. Simion 1890. — [2] Lehrbuch der Optik, II. Aufl., Leipzig, S. Hirzel 1906, S. 473.

senden, also möglichst vollkommen das sichtbare Spektrum absorbieren und das ultrarote (und das ultraviolette) reflektieren. Ein solcher Stoff wäre ein idealer Temperaturstrahler, seine Energiekurve würde etwa durch die in Fig. 69 ausgezogene Isotherme dargestellt werden. Wie aus der eben besprochenen Forderung hervorgeht, darf aus der Tatsache, daß der schwarze Körper die Reizschwelle für die sichtbaren Strahlen zuerst überschreitet, und überhaupt unter sonst gleichen Umständen die meiste Energie pro Zeiteinheit ausstrahlt, keineswegs geschlossen werden, daß er eine ökonomische Leuchtvorrichtung darstelle. Die Isothermen in Fig. 14, S. 33 zeigen, wie außerordentlich gering der sichtbare Bruchteil der Gesamtstrahlung ist; das Verhältnis $\frac{L}{D}$ beträgt

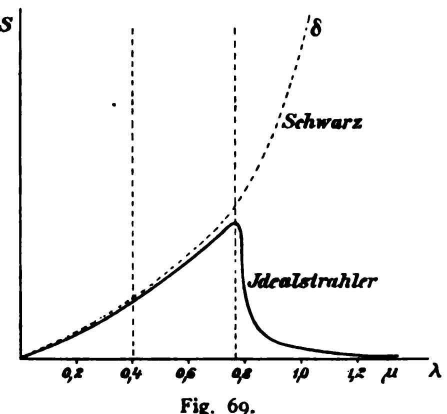


Fig. 69.

$$\text{bei } 700^0 \text{ ca. } \frac{1}{1000}, \text{ bei } 1700^0 \text{ ca. } \frac{1}{100}.$$

Leider stehen nun auch alle unsere gebräuchlichen Glühsubstanzen nicht allein im sichtbaren Teil des Spektrums, sondern gerade auch im ultraroten Teil (das kleine ultraviolette Gebiet können wir außer acht lassen) dem schwarzen Körper sehr viel näher als dem Idealstrahler. Dies gilt zunächst von der Kohle, mag sie in Form kleiner Partikelchen in leuchtenden Flammen, oder in elektrischen Lampen glühen; ferner verhalten sich auch die Oxyde und Karbonate der Erdalkalimetalle des Magnesiums u. a. dem schwarzen Körper sehr ähnlich. So zeigt eine Untersuchung von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[1] für die Energiekurven der Glühlampenkohle und der Leuchtmasse einer Nernstlampe in der Nähe des Maximums eine, wie Fig. 70 zeigt, fast völlige Übereinstimmung mit der (punktierten) Form der Energiekurve des schwarzen Körpers von gleicher Lage des Energiemaximums (nicht der gleichen Temperatur!). Sogar für das blanke Platin, bei dem das Maximum der Energie verhältnismäßig weit gegen das des schwarzen Körpers von gleicher Temperatur nach den kürzeren Wellenlängen hin verschoben ist, erweist sich der Lichteffekt kaum günstiger als beim schwarzen Körper. Ob bei dem Auerschen Glühkörper, der Osmiumlampe etc. bessere Verhältnisse herrschen, wird später, soweit es zur Zeit möglich ist, diskutiert werden. Die Hoffnung, daß sich bei eingehendem Studium der Emissions- resp. Reflexionsverhältnisse fester Stoffe Körper ausfindig machen lassen, welche dem Idealstrahler nahe kommen, also eine Isotherme von der in Fig. 69 gezeichneten Kurvenform ergeben, ist nicht sehr groß.

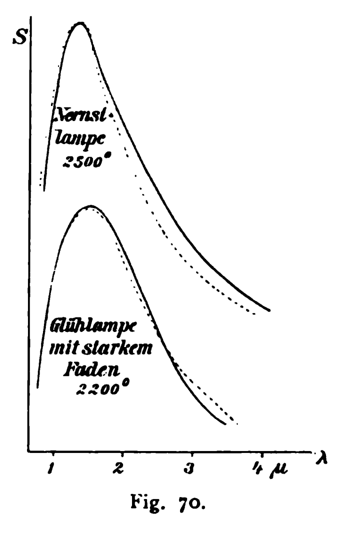


Fig. 70.

Zur Beurteilung der absoluten Leistungsfähigkeit einer Lichtquelle stellt man das »relative Strahlungsvermögen« und den »Lichteffekt« oder noch bequemer

[1] Verh. Deutsch. Phys. Ges. 3, 36, 1901.

das (direkt bestimmbare) Produkt dieser Größen, den als »**Nutzeffekt**« bezeichneten Quotienten

$$\frac{L}{Q}$$

fest.

Hiermit ist aber die Leistungsfähigkeit der Lichtquelle noch nicht genügend definiert; denn der Energiebetrag des sichtbaren Spektrums ist keineswegs ein Maß für die Leuchtkraft des Strahlers; vielmehr muß noch die Angabe erfolgen, welcher in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energiebetrag an sichtbarer Strahlung der Helligkeitseinheit (Hefnerkerze) äquivalent ist; die Quotienten

$$\frac{A_h}{J_h},\quad \frac{A}{J} \text{ bzw. } \frac{L}{J}$$

nennen wir das »horizontale«, »mittlere räumliche« bzw. »räumliche Lichtäquivalent«. Die letztgenannte Größe ist nicht ganz logisch geformt; man hätte richtiger an Stelle von J den Gesamtlichtstrom $4\pi J$, entsprechend $L = 4\pi r^2 \cdot A$, zu setzen, wodurch der Ausdruck identisch mit dem »mittleren räumlichen Lichtäquivalent« würde. Aus der Betrachtung über den »Wirkungsgrad« wird jedoch die Zweckmäßigkeit des Begriffes »räumliches Lichtäquivalent« hervorgehen. Da A_h und J_h sich umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung ändern, kann man das horizontale Lichtäquivalent für eine Lichtquelle aus der an einer bestimmten Stelle hervorgerufenen Beleuchtungsstärke und der an demselben Ort pro 1 cm^2 auffallenden sichtbaren Energiemenge berechnen, ohne die Entfernung zu kennen. Je kleiner sich das Lichtäquivalent bei einer bestimmten, eine physiologisch zweckmäßige Strahlung liefernden Lichtquelle erweist, desto ökonomischer ist die betreffende Leuchtvorrichtung.

Sehr übersichtlich ist die den Energieverbrauch pro Kerze angebende Größe

$$\frac{Q}{J_h} \text{ bzw. } \frac{Q}{J},$$

die »spezifischer Verbrauch« (»sp. Effektverbrauch«) genannt wird. Den reziproken Wert

$$\frac{J_{(h)}}{Q}$$

bezeichnet man als »Ökonomie« (»spezifische Lichtstärke«, »Lichtausbeute«) der Lampe.

Wir dividieren nun noch mit dem »spezifischen Verbrauch« in diejenige Größe, welche das Minimum des zur Erzeugung der Helligkeit einer Kerze notwendigen totalen Energieaufwandes angibt; dieser Energiebetrag wäre durch den Quotienten

$$\frac{L_n}{J_{n(h)}},$$

also durch das »räumliche Lichtäquivalent« der betreffenden Normallampe — wir wollen es als »minimales Lichtäquivalent« bezeichnen — gegeben. Da in dem Ausdruck für den »spezifischen Verbrauch« die Gesamtenergie Q und ferner $J_{(h)}$ (nicht etwa $4\pi J$) üblich sind, muß das mit dieser Größe in Vergleich gesetzte »Lichtäquivalent« die angegebene Formulierung haben. Den Quotienten

$$\frac{L_n}{J_{n(h)}} : \frac{Q}{J_{(h)}}$$

wollen wir den »Wirkungsgrad« der Lampe nennen. Die Wahl des »minimalen Lichtäquivalents« ist diskutabel; man wählte bisher den für die ideale Hefnerlampe (S. 100) geltenden Wert; da deren Lichtäquivalent jedoch von dem wirklichen Minimalwert sehr weit entfernt und die spektrale Zusammensetzung

ihrer Strahlung von derjenigen des Tageslichts sehr verschieden ist, so scheint es richtiger, den auf eine bestimmte Qualität des Tageslichts bezogenen Wert einzuführen, wie z. B. von K. SCHAUM[1] vorgeschlagen wurde. Einen anderen Vorschlag hat EJNAR HERTZSPRUNG[2] auf Grund folgender Betrachtungen gemacht.

Wäre unser Auge nur für Licht von der Wellenlänge λ' empfindlich, so ergäbe sich der $\frac{c_2}{T}$-Wert, welcher dem minimalen Lichtäquivalent entspräche, auf Grund der STEFANschen und der PLANCKschen Formeln durch die Beziehung

$$d\frac{\left(\frac{c_2}{T}\right)^4}{\left(e^{\frac{c_2}{T\lambda'}}-1\right)} : d\left(\frac{c_2}{T}\right) = 0,$$

woraus

$$\frac{c_2}{T} = 3{,}921\,\lambda',$$

und wenn $\lambda' = 0{,}55\,\mu$ gesetzt wird,

$$\frac{c_2}{T} = 2{,}16$$

folgt. Bei T ca. 7300^0 hätte also dieses Lichtäquivalent einen Minimalwert, dessen Betrag wir folgendermaßen finden können: Sind für die verschiedenen Wellenlängen die relativen Energieintensitäten bekannt, welche oberhalb des Purkinjephänomens die gleiche optische Intensität hervorrufen (vgl. Tab. 35 auf S. 162), so läßt sich für jede Temperatur des schwarzen Körpers ermitteln, um das wievielfache sich seine Lichtstärke ändern würde, falls die gesamte Energie in Form von Licht einer bestimmten Wellenlänge ausgesandt würde. Kennt man für die betreffende Temperatur die Lichtstärke des schwarzen Körpers (vgl. S. 41 und 163), so ergibt sich das »räumliche Lichtäquivalent« für die Hefnerkerze jener monochromatischen Strahlung. Auf diesem Wege sind z. B. folgende Resultate erhalten worden: Falls die gesamte Energie des schwarzen Körpers bei dem $\frac{c_2}{T}$-Wert ca. 2 in Form von Strahlung der Wellenlänge $0{,}55\,\mu$ aufträte, so würde die Flächenhelligkeit den 7-fachen Betrag erreichen; wäre $\frac{c_2}{T} = 7{,}65$ (Hefnerlampe), so erhielte man unter den nämlichen Bedingungen die 715-fache Helligkeit. Das thermische »räumliche Lichtäquivalent« für die Hefnerkerze monochromatischer Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 0{,}55\,\mu$ würde ca. 0,0036 g-cal. pro Sek. betragen. Diese von HERTZSPRUNG als »minimales Lichtäquivalent« vorgeschlagene Größe hat den Vorzug, daß sie von willkürlichen Annahmen über die Grenzen des sichtbaren Spektrums frei ist.

Bewertung der Lichtquellen.

Die im vorigen Abschnitt definierten Größen stellen genau das Verhalten einer Leuchtquelle in energetischer Hinsicht dar; für die praktische Bewertung einer Lampe ist aber (abgesehen von den hygienischen und Zweckmäßigkeitsgesichtspunkten, vgl. S. 146 und S. 150) vor allem der »Gesamtpreis für die Hefnerkerzenstunde« maßgebend. Eine in energetischer Hinsicht schlecht funktionierende Leuchtvorrichtung kann trotzdem einer besser umsetzenden vorzuziehen sein, wenn die auf gleiche Leistungsfähigkeit bezogenen Kosten bei ihr geringer sind.

---

[1] Z. f. wiss. Phot. 2, 389, 1904. — [2] Z. f. wiss. Phot. 4, 43, 1906.

[illegible] ergeben sich aus [illegible]

[illegible] (hemisphärische) [illegible] Lichtstärke.

[illegible] der Wattstunde (Kilowattstunde [illegible] der Einheitsmenge des [illegible] in Pfennig. [illegible] der Stunde als Zeiteinheit [illegible] mit Rücksicht auf praktische [illegible] der Zahlenwerte. Pro [illegible] 1 Watt = 1 Volt × 1 Ampere = [illegible] g-cal = 10^7 erg.)

[illegible] Verbrauch pro Kerzenstunde in Wattstunden $= 3600 \frac{Q}{J}$;

[illegible] Gesamtverbrauch, siehe S. 138);

[illegible] verbrauch pro Kerzenstunde.

[illegible] Brenndauer bis zur Verminderung [illegible]

[illegible]

[illegible] erschwert, daß viele [illegible] — wie natürlich — [illegible] aber keineswegs diesem pro[illegible] durchaus unstatthaft. Lampen eines bestimmten [illegible] die bei verschiedenem Gesamtverbrauch [illegible] miteinander zu vergleichen. [illegible] abhängig von der Brenndauer, [illegible] einer Gasglühlichtlampe vom Gasverbrauch [illegible] die Änderung der Leuchtkraft einiger [illegible] mit der Brenndauer.[1] Für manche Fragen ist es zweckmäßig, die Beziehungen zwischen Lichtstärke einerseits und spezifischem Verbrauch bzw. der Ökonomie, oder auch (bei elektrischen Lampen) der Spannung bzw. der Stromstärke andererseits darzustellen, wie es für die Osmiumlampe in [illegible] geschehen ist.[2] Ob man bei der Bewertung der Lampe J_h, J_φ (für eine nicht horizontale Richtung), J, $\frac{1}{2}J$ oder $\frac{1}{4}J$ einzusetzen hat, richtet sich nach der Verwendung, welche die Lampe finden soll. Im allgemeinen wird es am zweckmäßigsten sein, die mittlere sphärische Leuchtkraft J zugrunde zu legen. Durchaus unstatthaft ist es, einen Lichtstärkewert ohne nähere Definition anzugeben, was leider oft geschieht, oder gar horizontale und mittlere Werte miteinander in Vergleich zu stellen. Da J nicht proportional Q ist, hängt naturgemäß der spezifische Verbrauch V von dem Gesamt-

Tantal
Osmium

[illegible] Electrician 52, 646, 1904.

rbrauch Q ab, wie g. 74 für eine Gasühlichtlampe (schematisch) zeigt. Selbstrständlich wird man ampen, deren V-Q-urve ein Minimum eigt oder sich einem olchen nähert, mit em zugehörigen bzw. inem möglichst nahe elegenen Q-Wert rennen lassen, falls adurch nicht die ützliche Brenndauer bermäßig verkürzt ird (vgl. S. 151). V ist rner bei konstantem) von der Brennlauer abhängig, wie . B. aus Fig. 72 hervorgeht. Zur Bestim-

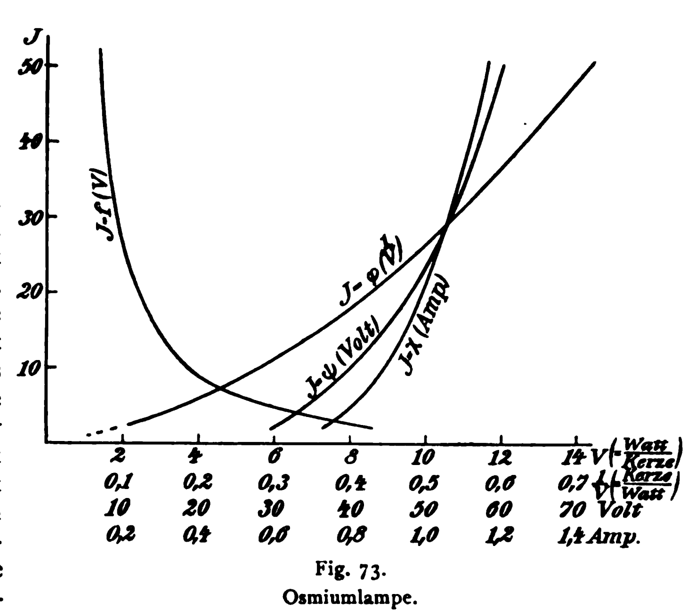


Fig. 73.
Osmiumlampe.

mung von V darf man nicht nur den Gesamtverbrauch Q für den Leuchtkörper selbst einführen, sondern man muß auch die Licht- bzw. Energieverluste durch Glocken, Vorschaltwiderstände u. a. berücksichtigen. Ferner muß die Güte des Materials (Petroleum, Leuchtgas) in Betracht gezogen werden. Die Feststellung der V-Werte für die einzelnen Beleuchtungsarten unter günstigsten Bedingungen gestattet die Ermittelung der Äquivalenzbeziehungen zwischen den Energie- und Verbrauchsmaterialsorten. Es seien beispielsweise folgende V'-Werte pro 10 Hefnerkerzenstunden ermittelt:

Lichtquelle	$V' = 10\,V$
Petroleumlampe	0,027 kg Petroleum
Gasglühlicht	0,016 cbm Gas
Milleniumlicht	0,008 „ „
C-Fadenlampe	0,030 Kilowattstunden
Nernstlampe	0,015 „
Bogenlampe	0,010 „

Man stellt am bequemsten für jede Lampe die Beziehung

$$Q' = V' J$$

graphisch dar;[1] die Fig. 75 gibt für die eben genannten Lampen die entsprechenden Linien und gestattet beispielsweise sofort abzulesen, daß 1 cbm Gas bei Gasglühlichtbeleuchtung in Bezug auf die Lichtproduktion äquivalent ist 0,62 Kilowattstunden bei einer Bogenlampe, wenn beide Lampen mit dem Minimalwert von V' brennen. Man führt zur genaueren Orientierung für V' bei einer bestimmten Lampensorte den (unter

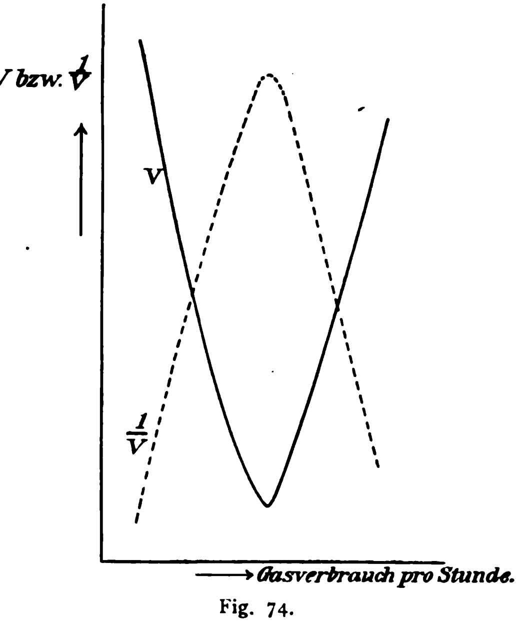


Fig. 74.
Auerlampe.

[1] Vgl. z. B. C. R. Böhm, Das Gasglühlicht. Leipzig, Veit & Co., 1906, S. 379.

den vorliegenden Verhältnissen, z. B. der Spannung bei der elektrischen möglichen) niedrigsten Wert zur Konstruktion einer Graden und den in B kommenden (vom Alter der Lampe, der Güte des Materials oder dergl. bed Maximalbetrag für eine zweite Linie ein. Es ist ohne weiteres ersichtlic kleine Variationen von $V' = \text{tg}\ \alpha$ eine erhebliche Neigungsänderung der teristischen Graden zur Folge haben.

K hängt von dem Orte, der Art und der Zeit der Energie- bzw. M darstellung ab. Auch P ist öfteren Wechseln unterworfen. — Für die L bewertung kommt nicht die absolute Lebensdauer, sondern die oben de »nützliche dauer« B in B Es ist un misch, beispie C-Fadenglüh über die ni Brennzeit B zu benutzer allerdings w außer acht g wird.

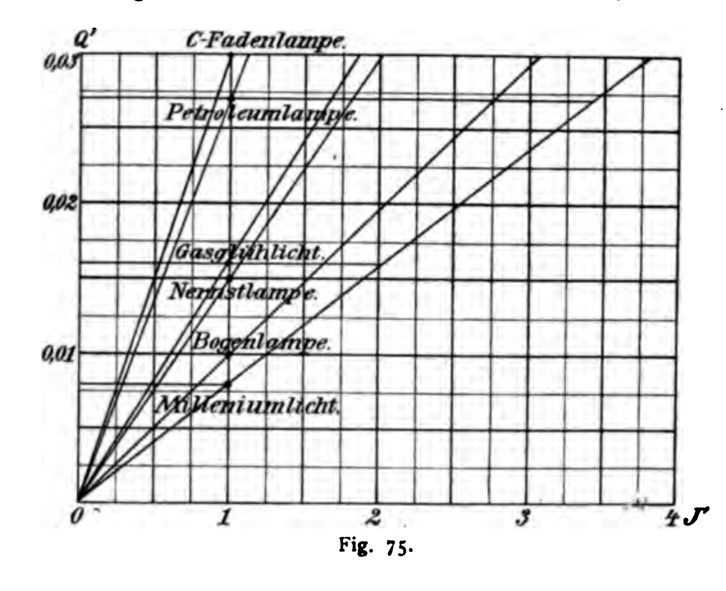


Fig. 75.

Man verf exakt, wenn Kosten ein leuchtungsart lich durch d dukt KV, d dem »Verbr preis pro H kerzenstu ausdrückt, w dings sehr häufig geschieht. Vielmehr müssen die Größen P und nügende Berücksichtigung finden. Am einfachsten geschieht dies in ei J. Teichmüller[1] für elektrische Glühlampen angegebenen Weise, die lei alle Lampentypen übertragen werden kann.

Nennt man die Anschaffungskosten der Lampe bezogen auf 1 H-K während der nützlichen Brennzeit, also die Größe

$$\frac{P}{B \cdot J_{(h)}}$$

den »spezifischen Anschaffungspreis«, so lassen sich die Gesamtkosten von Stunde durch die Formel

$$\mathfrak{K} = KV + \frac{P}{B \cdot J_{(h)}}$$

darstellen. Wir wollen nun zunächst nur K als Variable, die anderen stehenden Größen jedoch für eine bestimmte Lampe als Konstanten betr dann wird für $K = 0$

$$\mathfrak{K}_0 = \frac{P}{B \cdot J_{(h)}},$$

und ferner ist

$$\frac{d\,\mathfrak{K}}{d\,K} = \text{tg}\ \alpha = V;$$

[1] J. f. Gasbel. 1906, 444.

wir erhalten also für jede einzelne Lampe die Abhängigkeit zwischen $\mathfrak{K}$ und K graphisch durch eine Grade dargestellt, welche auf der Ordinate den »spezifischen Anschaffungspreis« abschneidet und deren Neigung zur Abszisse durch den »spezifischen Verbrauch« bedingt ist. Auch hier wird man, wie oben bei der Feststellung der Äquivalenzbeziehungen zwischen den Energie- und Materialsorten, zur genaueren Übersicht den Minimal- und den (z. B. am Ende der nützlichen Brennzeit herrschenden) Maximalwert von V zur Konstruktion zweier charakteristischer Linien für eine bestimmte Lampensorte zugrunde legen. Man erkennt, daß kleine Unterschiede von V — besonders in den höheren Preisgebieten der Wattstunde — sich relativ stark bemerklich machen.

An der Hand einer derartigen graphischen Darstellung läßt sich leicht die Bewertung der in Frage stehenden Lampen vornehmen. Sind die Graden I, II, III und IV (Fig. 76) in der angegebenen Weise für 4 Lampen verschiedener Art bzw. Brennzeit ermittelt worden, so sieht man, daß die Reihenfolge der Lampen nach steigendem Preis angeordnet oberhalb des Kilowattstundenpreises von 42 Pf. folgende ist: I, II, III, IV; es würde also die Lampe mit dem größten Anschaffungspreis infolge ihres geringen spezifischen Verbrauchs unter diesen Verhältnissen die kleinsten Gesamtkosten verursachen. Zwischen 42 und 30 Pf. ergibt sich dagegen die Reihenfolge II, I, III, IV etc.

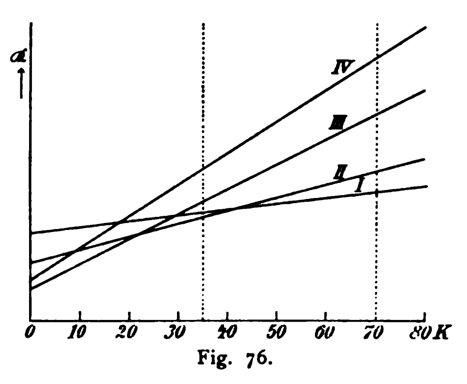


Fig. 76.

Wenn der Minimalpreis der Wattstunde zu 35 Pf. und der Maximalpreis zu 70 Pf. angenommen wird (was ungefähr den tatsächlichen Verhältnissen entspricht), so erkennt man (siehe Fig. 76), daß durch die Variierung von K nur eine relative Verbilligung der Beleuchtung mit II gegenüber derjenigen mit I eintreten kann.

Wenn für die einzelne Lampensorte die bisher als konstant angesehenen Größen P, B und J variieren, so haben deren Änderungen einen relativ geringen Einfluß, indem die Graden eine Parallelverschiebung erleiden.

In der eben beschriebenen Weise kann man durch graphische Darstellung auch Lichtquellen von verschiedenem Typus (Petroleum-, Gas-, elektrische Lampen etc.) miteinander vergleichen, indem man die Abszisse für die variablen Einheitspreise von Petroleum, Gas, elektrische Energie etc. teilt; die zu vergleichenden $\mathfrak{K}$-Werte liegen natürlich in diesem Fall im allgemeinen auf verschiedene Ordinaten. Haben die einzelnen Lampenteile verschiedene »nützliche Brenndauer« (Bogenlampe und Kohlestifte, Brennerkopf und Glühstrumpf etc.) so kann man für jeden Komponenten einen Summanden $\frac{P'}{B' \cdot J_{(h)}}$ einführen. Analog lassen sich auch die Gesamtanlage und Unterhaltungskosten auf die Hefnerkerzenstunde verteilen, wenn man den Ausdruck

$$\frac{\mathfrak{P} + \mathfrak{Z} + \mathfrak{R} - \mathfrak{P}'}{\mathfrak{B} \cdot N \cdot J_{(h)}}$$

hinzufügt, in welchem $\mathfrak{P}$ die Anschaffungskosten der Maschinen, Leitungen etc., $\mathfrak{B}$ die voraussichtliche Benutzungsdauer der Anlage, $\mathfrak{Z}$ den Zinsverlust und $\mathfrak{R}$ die Reparatur-, Wartungs- etc. Kosten während dieser Zeit, $\mathfrak{P}'$ den Wert der Gesamteinrichtung nach Ablauf von $\mathfrak{B}$, und N die (durchschnittliche) Zahl der von der Anlage gespeisten Lampen bedeutet.

Schließlich hat man bei der Bewertung der Lampen auch noch den aus der Beleuchtungslehre (vgl. S. 132) sich ergebenden Forderungen Rechnung zu tragen.

Je nach der Verwendung, welche die Lichtquelle finden soll — ob zur Beleuchtung von Arbeitsplätzen, von kleinen, von großen Räumen, von Straßen etc. — richtet sich die Wahl des Lampentypus. Daß nicht nur die Gesamtkosten für die Hefnerkerzenstunde maßgebend sind, erkennen wir sofort, wenn wir bedenken, wie unzweckmäßig es wäre, ein Arbeitszimmer mit einer Bogenlampe zu beleuchten, d. h. also mit Rücksicht auf den niedrigen Preis der Hefnerkerzenstunde dem Konsumenten 10—20 mal soviel Licht aufzudrängen, als er nötig hat. Das Bedürfnis im Einzelfalle entscheidet auch, ob wir eine Lampe vorziehen, deren Hauptlichtmenge innerhalb eines kleinen Raumwinkels in bestimmter Richtung ausgestrahlt wird, oder eine solche, die möglichst gleichmäßig nach allen Seiten leuchtet.

Über die ebenfalls sehr wichtige spektrale Beschaffenheit des Lichtes und einige hygienische Gesichtspunkte werden wir an späterer Stelle (S. 150) sprechen.

Allgemeine Regeln für die Bewertung einer Lichtquelle lassen sich also nicht aufstellen; man hat im Einzelfall nach Möglichkeit allen Verhältnissen Rechnung zu tragen.

Ermittelung der energetischen Verhältnisse einer Lichtquelle.[1]

Wie wir auf S. 138 sahen, ist zur energetischen Charakteristik einer Lampe die Feststellung von Q, Σ und Λ notwendig. Q ist als Verbrennungswärme des in der Zeiteinheit verbrauchten Materials oder als die in der Zeiteinheit der Leuchtquelle zugeführte elektrische Energie leicht zu ermitteln. Zur Messung von Σ und Λ kommen folgende Methoden in Betracht.

1. Das exakteste Verfahren bestände in der Ermittelung der Energiekurve der Strahlung in verschiedenen Richtungen mittels Bolometer oder Thermosäule und Planimetrierung der entsprechenden Flächenstücke (vgl. S. 21). An Stelle der spektrobolometrischen Messungen im sichtbaren Gebiet, die kaum ausführbar sind, könnte ein spektrophotometrischer Vergleich mit einer Lichtquelle von bekannter Energiekurve treten (vgl. S. 39). Diese Methode wäre naturgemäß recht umständlich.

2. Bequemer und sehr genau ist das bereits auf S. 61 beschriebene Verfahren von K. Ångström: Spektrale Zerlegung der Strahlung, Abblendung des ultraroten Gebietes, Messung der durch eine Linse auf einem Bolometer oder dergl. vereinigten sichtbaren Strahlung und Ermittelung der Gesamtstrahlung. Diese Methode ist von Ångström zur Untersuchung der Hefnerlampe und einer Azetylenflamme angewandt worden.

3. Oft hat man Filter für das Ultrarot bzw. die sichtbare Strahlung zur Trennung von $(\Sigma - \Lambda)_{\varphi,\vartheta}$ und $\Lambda_{\varphi,\vartheta}$ benutzt. Bei der Verwendung derartiger absorbierender Schichten hat man aber zu bedenken, daß ein solches Filter im allgemeinen erstens von der durchzulassenden Strahlung einen Teil absorbiert und daß diese Schwächung nicht für alle Wellenlängen denselben Wert hat, und zweitens von der zu absorbierenden Strahlung einen gewissen, ebenfalls für die einzelnen Wellenlängen verschiedenen Betrag durchläßt. Diese Tatsachen sind häufig gar nicht oder nicht genügend berücksichtigt worden und zahlreiche Messungen infolgedessen mit zum Teil sehr erheblichen Fehlern behaftet. Wenn man die Absorptionskurve für die zu verwendenden Filter spektrobolometrisch ermittelt, kann man zu exakten Resultaten kommen.

Als Ultrarotfilter hat man fast ausschließlich eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff verwendet (Tyndall); ferner ist Nigrosin in Chloroform empfohlen worden (O. Lehmann).

---

[1] Vgl. W. Voege, Unters. über die Strahlungseigenschaften der neueren Glühlampen. Jahrb. d. Hamburger Wissensch. Anstalten 1904. W. Wedding, Über den Wirkungsgrad und die praktische Bedeutung der gebräuchlichsten Lichtquellen. J. f. Gasbel. 1905, 1, 25 etc.

Als Filter für die sichtbare Strahlung ist bisher nur Wasser in Gebrauch gewesen. (TUMLIRZ, W. WEDDING, W. VOEGE u. a.) Es gehören dazu relativ dicke Wasserschichten,[1] die natürlich auch Δ erheblich schwächen. Den Betrag dieser Schwächung hat man öfter photometrisch festzustellen gesucht, was aber aus dem schon mehrfach berührten Grund (ungleichmäßige Absorption der Strahlen verschiedener Wellenlänge) unstatthaft ist.

Durch Kombination eines Jod- und eines Wasserfilters hat man versucht, die bei der Verwendung von nur einer absorbierenden Schicht auftretenden Fehler zu eliminieren; jedoch ist es auch auf diesem Wege ohne genaue Kenntnis der Absorptionskurven nicht möglich, zu richtigen Resultaten zu kommen. (E. L. NICHOLS und W. W. COBLENTZ; W. VOEGE.)

Wenn auch der Verwendung von Filtern ohne vorherige Ermittelung ihrer Absorptionskurven erhebliche Fehlerquellen anhaften, können wir doch in Anbetracht der zahlreichen, auf dieser Grundlage aufgebauten energetischen Messungen die erhaltenen Resultate nicht völlig unberücksichtigt lassen, wollen sie vielmehr in der Tab. 29 zusammenstellen; die vorhandenen großen Abweichungen zwischen den Ergebnissen der einzelnen Forscher sind zweifellos in erster Linie auf die im vorstehenden besprochenen Fehlerquellen zurückzuführen.

Die Berechnung der mit Filtern erhaltenen Resultate gestaltet sich sehr einfach; bezeichnen wir den durch Leitung und Konvektion in der Lampe verloren gehenden Energiebetrag mit W, so ist (vgl. S. 138)

$$Q = W + D + L.$$

Wegen der Kleinheit von L ist es am richtigsten, diese Größe direkt bolometrisch oder dergl. zu messen; dann bestimmt man noch in gleicher Weise $S = L + D$ (vgl. z. B. W. WEDDING). Weit ungenauer müßten die Ergebnisse werden, wenn man die sehr kleine Größe L kalorimetrisch als Differenz von Q und $W + D$ bestimmt; dieses Verfahren ist jedoch auch vielfach — besonders zum Vergleich elektrischer Glühlampen — angewendet worden (PEUKERT, FELDMANN, W. VOEGE). Man läßt die Lampe während einer gemessenen Zeit in einem Kalorimeter mit einer zur völligen Absorption von D ausreichenden Wassermenge brennen; der Temperaturanstieg ergibt $W + D$. Dieser Wert wird aber durch teilweise Absorption der sichtbaren (besonders der roten) Strahlung erhöht; der berechnete Wert von L muß durch photometrische Vergleichung der Lichtstärke innerhalb und außerhalb des Kalorimeters korrigiert werden; dies geschieht meist in der bereits als unexakt angegebenen Weise, indem man die Energiegrößen den Lichtstärken proportional setzt. Daß alle derartigen Bestimmungen wenig genau werden müssen, liegt auf der Hand.

Fassen wir das Gesagte zusammen, so müssen wir leider feststellen, daß eine exakte energetische Untersuchung unserer wichtigsten Lichtquellen bisher noch nicht vorliegt. Die zu überwindenden Schwierigkeiten sind eben ungemein groß; außer den geschilderten Aufgaben, die zur rationellen Trennung der ultraroten und der sichtbaren Strahlung zu lösen sind, kommen noch zahlreiche andere Umstände in Betracht, wie die Strahlung der (nichtleuchtenden) Lampenteile (Glas der Glühbirnen etc.), die Wärmeleitfähigkeit der Luft u. a. Wir wollen nicht unterlassen, alle Interessenten auf die schon mehrfach erwähnte, vortreffliche Arbeit von R. VON HELMHOLTZ (l. c., S. 4) ausdrücklich aufmerksam zu machen; es scheint, daß viele der sehr bemerkenswerten Methoden und Ergebnisse des genannten Forschers bei den aus neueren Zeiten stammenden Untersuchungen nicht genügende Beachtung gefunden haben. — Die in der Tab. 29 zusammengestellten,

[1] W. VOEGE (l. c.) fand 30 cm bei einer Bogenlampe noch viel zu gering; derselbe Autor warnt mit Recht vor dem bisweilen begangenen Fehler, aus der genügenden Absoprtion für ultrarote Strahlen bestimmter Wellenlänge, z. B. für die der nichtleuchtenden Bunsenflamme, auf völlige Absorption des gesamten Ultrarot zu schließen.

sich oft widersprechenden Resultate verschiedener Forscher sollen in erster Linie nur zeigen, wie außerordentlich gering der Nutzeffekt unserer Lampen ist; auch werden die von ein und demselben Forscher ermittelten Werte als Verhältniszahlen betrachtet einen annähernd zuverlässigen Vergleich der betreffenden Lichtquellen unter sich gestatten.

Die Berechnungsweise der wichtigsten, in den vorigen Abschnitten besprochenen Größen mag an der Hand der von W. WEDDING[1] am Auerbrenner ausgeführten Messungen gezeigt werden; der genannte Forscher fand:

die mittlere sphärische gesamte Strahlung Σ zu $2{,}2 \cdot 10^{-5}$ g-cal. pro 1 cm² in 1 m Entf. in der Sek.
die mittlere sphärische sichtbare Strahlung Λ zu $2{,}3 \cdot 10^{-7}$ „ „ 1 „ „ 1 „ „ „ „ „
die totale Gesamtstrahlung S also zu

$$4 \cdot 100^2 \cdot 3{,}14 \cdot 2{,}2 \cdot 10^{-5} = 2{,}76 \text{ „ „ Sek.}$$

die totale sichtbare Strahlung L also zu

$$4 \cdot 100^2 \cdot 3{,}14 \cdot 2{,}3 \cdot 10^{-7} = 2{,}88 \cdot 10^{-2} \text{ „ „ „}$$

der Gasverbrauch pro Stunde zu 112,3 Liter (l), also zu $\frac{112{,}3}{3600}$ l pro Sek.

die d. Brenner zugeführte Energie Q (Verbrennungswärme 5100 g-cal. pro l) zu $\frac{112{,}3}{3600} \cdot 5100 = 159$ g-cal. pro Sek.

die mittlere sphärische Intensität J zu 52 H. K.

Es ist also

das relative Strahlungsvermögen . . . . . $\frac{S}{Q} = \frac{2{,}76}{159} = 1{,}7 \cdot 10^{-2}$

der Lichteffekt . . . . $\frac{L}{S} = \frac{\Lambda}{\Sigma} = \frac{2{,}3 \cdot 10^{-7}}{2{,}2 \cdot 10^{-5}} = 1{,}05 \cdot 10^{-2}$

der Nutzeffekt . . . . $\frac{L}{Q} = \frac{2{,}88 \cdot 10^{-2}}{159} = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$

das Lichtäquivalent (mittl. sph.) . . . . . $\frac{\Lambda}{J} = \frac{2{,}3 \cdot 10^{-7}}{52} = 4{,}4 \cdot 10^{-9}$

der spezifische Verbrauch . . . . $\frac{Q}{J} = \frac{159}{52} = 3{,}06$

der Wirkungsgrad . . . . . . $\frac{L_n}{J_{n(h)}} : \frac{Q}{J} = \frac{52 \times 2 \cdot 10^{-7} \times 4 \cdot 100^2 \cdot 3{,}14}{159} = 8{,}2 \cdot 10^{-3}$

der Verbrauchspreis der Hefnerkerzenstunde $= \frac{112{,}3 \times 0{,}02}{52} = 0{,}043$ Pf.

Bei elektrischen Lampen wird die Ökonomie meist nicht auf Kalorien, sondern auf Watt bezogen. Der Berechnung der letzten vier Größen wurde, was nicht immer in der Praxis geschieht, obgleich es am zweckmäßigsten wäre, die mittlere sphärische Lichtstärke zugrunde gelegt. Bei der Ermittelung des Wirkungsgrades ist das von K. ÅNGSTRÖM für die Hefnerlampe (in horizontaler Richtung) bestimmte thermische Lichtäquivalent eingeführt worden; in der Praxis sind die Zahlen meist auf den von TURMLIRZ gemessenen Wert bezogen. (Vgl. dazu S. 62.)

In der Tab. 29[2] sind analoge Messungsergebnisse für eine größere Anzahl von Lichtquellen angegeben, welche den Arbeiten von R. v. HELMHOLTZ (H.), TYNDALL, ABNEY u. FESTING, F. J. ROGERS, MARKS, STRACHE, K. ÅNGSTRÖM (A.), W. WEDDING (W.), L. R. INGERSOLL (I.), W. VOEGE (V.), J. RUSSNER (R), entnommenen bzw. nach den Resultaten dieser Forscher berechnet sind. Die von R. VON HELMHOLTZ benutzten Lampen brannten mit einer an der Basis 6 mm dicken Flamme bei einem Gasverbrauch von 1 l pro Minute; die mittlere sphärische Strahlung ist gleich der horizontalen gesetzt worden. Über die Kritik der Zahlen vgl. S. 147.

---

[1] l. c., S. 146. — [2] Vgl. B. VON CZUDNOCHOWSKI, l. c., S. 137; R. VON HELMHOLTZ, l. c., S. 4; K. ÅNGSTRÖM, l. c., S. 61; W. WEDDING, l. c., S. 146; L. R. INGERSOLL, Phys. Rev. **17**, 371, 1903; W. VOEGE, l. c., S. 146 und Phys. Z. **8**, 306, 1907; J. RUSSNER, Phys. Z. **8**, 120, 1907; K. SCHAUM, l. c., S. 141; EJNAR HERTZSPRUNG, Z. f. wiss. Phot. **3**, 173, 1905; J. DEWAR, J. of Gaslight 1905, 497.

Tabelle 29.

Lichtquelle	Mittlere sphärische Lichtstärke J	Räuml. Gesamtstrahlung in g-cal. p. Sek. S	Relatives Strahlungsvermögen $\frac{S}{Q}$	Lichteffekt $\frac{L}{S}$	Nutzeffekt $\frac{L}{Q}$	Mittl. sphärisches Lichtäquivalent in g-cal. pro Sek. $\frac{\Lambda}{J}$
Methan	—	—	0,062 (H.)	—	—	—
Äthylen	—	—	0,115 (H.)	—	—	—
Azetylen . . .	—	—	—	0,055 (Å.)	—	—
Leuchtgas-Schnittbrenner . . .	—	—	0,085 (H.)	0,015	0,0013	—
Argandbrenner .	—	—	0,120 (H.)	0,016	0,0019	—
Kerze	—	—	—	0,013	—	—
Petroleumlampe .	13,2 (W.)	3,39 (W.)	0,182 (H.) 0,032 (W.)	0,0091 (W.)	0,00029 (W.)	$27,1 \cdot 10^{-9}$ (W.)
Auerbrenner. . .	52,3 (W.)	2,76 (W.)	0,017 (W.)	0,010 (W.)	0,00018 (W.)	$4,4 \cdot 10^{-9}$ (W.)
Hydropreßgaslicht	214 (W.)	30,6 (W.)	0,079 (W.)	0,010 (W.)	0,00081 (W.)	$13,7 \cdot 10^{-9}$ (W.)
Spiritusglühlicht .	42,9 (W.)	5,50 (W.)	0,028 (W.)	0,0023 (W.)	0,000063 (W.)	$2,2 \cdot 10^{-9}$ (W.)
Zirkonlicht . . .	—	—	—	0,084	—	—
Kohlefadenglühlampe . . .	12,8 (W.)	0,811 (W.)	0,75 (H.) 0,057 (W.)	0,072 (H.) 0,060 (W.) 0,006 (R.)[1]	0,054 (H.) 0,0034 (W.) 0,070 (V.)	$19,9 \cdot 10^{-9}$ (W.) $38,2 \cdot 10^{-9}$ (R.)
Osmiumlampe . .	31,4 (W.)	0,946 (W.)	0,081 (W.)	0,077 (W.) 0,023 (R.)	0,0062 (W.) 0,076 (V.)	$18,5 \cdot 10^{-9}$ (W.) $66,9 \cdot 10^{-9}$ (R.)
Tantallampe . .	35 (h; R.)	—	—	0,022 (R.)	—	$55,5 \cdot 10^{-9}$ (R.)
Osramlampe . .	34 (h; R.)	—	—	0,025 (R.)	—	$63,1 \cdot 10^{-9}$ (R.)
Nernstlampe . .	113 (W.)	6,70 (W.)	0,131 (W.)	0,065 (W.) 0,045 (I.)	0,0085 (W.) 0,067 (V.)	$30,4 \cdot 10^{-9}$ (W.) $45,9 \cdot 10^{-9}$ (V.)
Bogenlampe . .	400 (W.)	—	—	0,08—0,13	0,0032 (W.)	$5,2 \cdot 10^{-9}$ (W.)
Magnesiumlicht .	—	—	—	0,137	—	—
Geißlerrohr . .	—	—	—	0,34	—	—
Leuchtkäfer . .	—	—	—	0,99	—	—
Hefnerlampe . .	1 (horiz.)	—	—	0,0096 (Å.)	—	$206 \cdot 10^{-9}$ (Å.)
Sonne	$3,3 \cdot 10^{27}$	—	—	0,38	—	$125 \cdot 10^{-9}$

Nach einer auf S. 164 beschriebenen Methode hat E. L. NICHOLS[2] die Energiekurve für das sichtbare Spektralgebiet berechnet und durch Planimetrieren Λ bestimmt. Die auf diesem Wege gefundenen (meist horizontalen) $\frac{\Lambda}{J}$-Werte (g-cal./sek. cm²) sind nachstehend verzeichnet.

Tabelle 30.

	$\frac{\Lambda}{J_{(h)}}$		$\frac{\Lambda}{J_{(h)}}$
Petroleumflachbrenner	$207 \cdot 10^{-9}$	Kalklampe	$172 \cdot 10^{-9}$ (neu); $140 \cdot 10^{-9}$ (alt)
Gasflamme (Siemens)	$197 \cdot 10^{-9}$	Magnesiumflamme	$132 \cdot 10^{-9}$
Azetylenflamme	$170 \cdot 10^{-9}$	Kohlefadenglühlampe	$174 \cdot 10^{-9}$
Auerbrenner	$105 \cdot 10^{-9}$	Bogenlampe	$138 \cdot 10^{-9}$
Zirkonlicht	$171 \cdot 10^{-9}$	Sonne	$116 \cdot 10^{-9}$
		Diffuses Tageslicht	$132 \cdot 10^{-9}$

Viele der in Tab. 29 verzeichneten Werte sind also augenscheinlich um ca. eine Zehnerpotenz falsch. — Man vergleiche zu diesen Zusammenstellungen auch die in Tab. 31, S. 154 angeführten Daten.

Wegen der komplizierten Beschaffenheit der künstlichen Lichtquellen ist die räumliche Verteilung der Gesamtstrahlung $\Sigma_{\varphi,\vartheta}$, zu der nicht nur der eigentliche Leuchtkörper, sondern auch die nichtleuchtenden erhitzten Lampenteile beitragen, keineswegs gleich derjenigen der sichtbaren Strahlung $\Lambda_{\varphi,\vartheta}$, wie die Fig. 77 erkennen

1 C. E. MENDENHALL findet nach der Ångströmschen Methode 0,026 (Phys. Rev. 20, 160, 1905). — 2 Phys. Rev. 21, 147, 1905. — S. auch F. LEDER, l. c., S. 165; GRAU, Z. Elektr. u. Masch. 1907, 295.

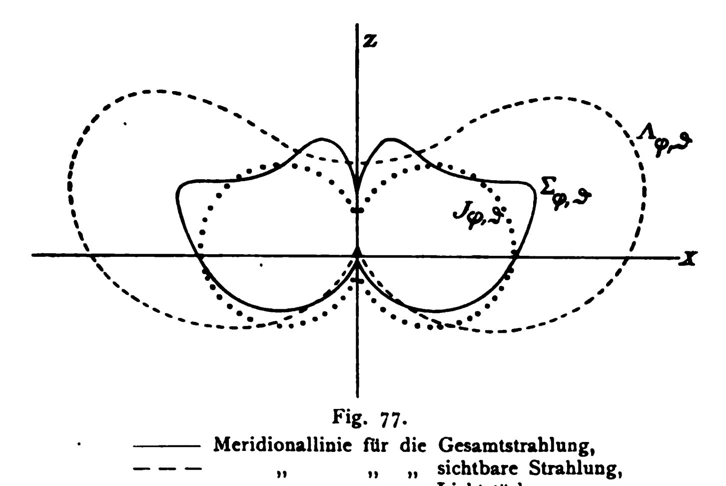


Fig. 77.
——— Meridionallinie für die Gesamtstrahlung,
– – – „ „ „ sichtbare Strahlung,
.... „ „ „ Lichtstärke.
Der Maßstab für die einzelnen Kurven ist willkürlich gewählt.

läßt; die ausgezogene Kurve stellt die von W. WEDDING ermittelte Meridionallinie für die Gesamtstrahlung der Gasglühlichtlampe, die gestrichelte Kurve diejenige der sichtbaren Strahlung dar. Daß diese auch von der (punktierten) $J_{\varphi,\vartheta}$-Kurve (vgl. S. 125) Abweichungen zeigt, beruht auf der verschiedenen Temperatur der einzelnen Leuchtkörperteile.

Probleme der Leuchttechnik. Physiologische und hygienische Gesichtspunkte bei der Lichterzeugung.

Auf Grund der früher besprochenen Strahlungsgesetze können wir einige wichtige Forderungen für rationelle Lichterzeugung aufstellen und damit der Beleuchtungstechnik gewisse Probleme vorlegen.

Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetz würden Körper mit großem Reflexionsvermögen im Ultrarot besonders schätzenswerte Strahler abgeben. (Vgl. S. 139). Wenn auch die Auffindung eines Stoffes mit einer der Fig. 69 auf S. 139 entsprechenden Emissionskurve kaum gelingen dürfte, so ist doch bemerkenswert, daß der AUERsche Glühkörper, wie wir später sehen werden, sich einem derartigen Idealstrahler bereits einigermaßen nähert.

Die WIENschen Gesetze zeigen (vgl. Fig. 13 auf S. 29), daß die Helligkeit einer bestimmten Strahlenart außerordentlich schnell mit der Temperatur zunimmt; so verdoppelt sich beispielsweise die Intensität des Lichtes von der Wellenlänge $\lambda = 0{,}59\ \mu$ im Spektrum des schwarzen Körpers, wenn dessen Temperatur von 1800^0 auf 1875^0 abs., also nur um 4 $^0/_0$ steigt.[1] (Vgl. dazu S. 39.) Mithin wächst auch die Gesamthelligkeit eines glühenden Körpers sehr rasch mit der Temperatur, und zwar, wie wir auf S. 40 sahen, nach der Formel

$$\frac{J}{J_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^x .$$

Setzen wir nach E. RASCH $x = KT$, und zwar für den schwarzen Körper bzw. für blankes Platin $K = 26700$ bzw. 25000 (vgl. S. 41 u. 45), so erhalten wir unter Zugrundelegung des von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM für 1 mm² des schwarzen Körpers von 1708^0 abs. ermittelten Helligkeitswertes 0,0635 H. K. folgende Zahlen:[2]

$T_{abs.}$	$\frac{H. K.}{mm^2}$ $K = 26700$	$\frac{H. K.}{mm^2}$ $K = 25000$
800	$1{,}2 \cdot 10^{-9}$	$4{,}08 \cdot 10^{-9}$
1000	$0{,}96 \cdot 10^{-6}$	$2{,}07 \cdot 10^{-6}$
1500	$7{,}23 \cdot 10^{-3}$	$8{,}40 \cdot 10^{-3}$
2000	$6{,}27 \cdot 10^{-1}$	$5{,}35 \cdot 10^{-1}$
3000	54	33,8
4000	505	275
6000	4710	2180

[1] O. LUMMER uud E. PRINGSHEIM, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 3, 36, 1901; O. LUMMER, Ziele der Leuchttechnik 1903, S. 96. — [2] Vgl. K. SCHAUM, Z. f. wiss. Phot. 3, 272, 1905.

Setzen wir die Temperatur des Kohlefadens in der Glühlampe zu 2000° an, so würde eines Temperaturerhöhung auf 3000° bzw. 4000° (Bogenlampe) bzw. 6000° (Sonne) im günstigsten Fall eine Helligkeitssteigerung auf das 90-, bzw. 800, bzw. 7500-fache, im ungünstigsten Fall auf das 60-, bzw. 500-, bzw. 4000-fache erfolgen.

Wir wollen die schon aus dieser Überlegung sich ergebende Zweckmäßigkeit möglichst hoher Temperaturen noch in energetischer Hinsicht an der Hand eines von O. LUMMER[1] diskutierten, nach den E. RASCHschen Werten umgerechneten Beispiels erörtern. O. LUMMER erhielt für eine 45-Volt-Glühlampe (normal 16 H. K.) folgende Werte:

Spannung	Stromstärke	Wattverbrauch	T	H. K.	$\frac{\text{H. K.}}{\text{Watt}}$
45 V.	1,3 A.	58,5	2000°	16	0,27
95 V.	3 A.	285	3000°	1440 bzw. 960 (nach E. RASCH)	5,1 bzw. 3,4

Die Ökonomie würde also bei der Temperaturerhöhung von 2000° auf 3000° etwa auf das 19- bzw. 12-fache steigen. Kostet die Hefnerkerzenstunde (Verbrauchspreis) bei normaler Beanspruchung 0,20 Pf., so würde sie sich bei der Überbelastung auf 0,04—0,06 Pf. stellen, also etwa auf den Bogenlampenpreis sinken. Diese Billigkeit ist jedoch nur eine scheinbare (vgl. S. 144), da die »nützliche Brenndauer« außerordentlich herabgesetzt; wird die Lampe brennt nämlich sehr schnell durch. Es lassen sich aber leicht die günstigsten Bedingungen für möglichst große Ökonomie und möglichst geringen Gesamtpreis der Hefnerkerzenstunde ermitteln. — Auf die im vorstehenden besprochenen Tatsachen nimmt man in der Praxis bereits insofern Rücksicht, als man 100-Volt-Lampen als 110-Volt-Lampen liefert. Welch ungeheurer Fortschritt in der Erzeugung eines möglichst glühbeständigen Fadens beruhen würde, ist ohne weiteres klar; die Konstruktion der neueren (Osmium-, Tantal- etc., siehe S. 182) Lampen stellen bereits erhebliche Verbesserungen der Glühlampentechnik dar. Man sieht, daß auch die Verminderung der Herstellungskosten dieser Leuchtquellen in Anbetracht der relativ kleinen »nützlichen Brenndauer« sehr erstrebenswert ist.

Wir haben schon mehrfach hervorgehoben, daß eine ideale Leuchtquelle Licht von einer physiologisch zweckmäßigen spektralen Zusammensetzung geben muß. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß unser Sehorgan sich der spektralen Beschaffenheit des Sonnenlichtes angepasst hat (Zusammenfallen des Energiemaximums mit der maximalen Helligkeitsempfindung im isenergetischen Spektrum);[2] man wird also in erster Linie daran denken, zur richtigen Erkennung der Farben in der Außenwelt solche Lichtquellen zu konstruieren, welche eine dem direkten Sonnenlicht ähnlich zusammengesetzte sichtbare Strahlung liefern; manche Forscher befürworten dagegen die Nachahmung des für das Auge besonders wohltuenden Lichtes der untergehenden Sonne, das relativ reich an langwelligen Strahlen ist; im Gegensatz hierzu erweist sich das diffus reflektierte blaue Himmelslicht als vorwiegend aus stark brechbaren Strahlen zusammengesetzt (vgl. S. 195). — Ein Vergleich der spektralen Beschaffenheit des Lichtes unserer gebräuchlichen Lichtquellen mit derjenigen des Tageslichtes unter verschiedenen Bedingungen wird auf S. 192ff. gegeben. — In gewissen Fällen wird die spektrale Zusammensetzung des Lichtes keine sonderliche Bedeutung haben, nämlich dann, wenn es lediglich auf die Erzielung einer bestimmten Sehschärfe (S. 121) ankommt, also etwa bei Straßenbeleuchtung, die zur Not auch durch monochromatisches Licht geschehen könnte.

Man darf (abgesehen von der technischen Unmöglichkeit) beim Erhitzen der Leuchtkörper nicht über eine bestimmte Temperatur hinausgehen,[2] weil sonst bei verhältnismäßig geringer Zunahme des hellsten (gelbgrünen) Spektralgebietes,

[1] Ziele der Leuchttechnik, S. 108. — [2] O. LUMMER, Ziele etc., S. 112.

wie das WIENsche Verschiebungsgesetz zeigt, große Energiemengen als kurzwellige Strahlung ohne entsprechenden Helligkeitsgewinn emittiert würden; das Lichtäquivalent hat bei einer gewissen Temperatur ein Minimum (vgl. S. 141). — Für die Praxis ist weniger die Temperatur des minimalen Lichtäquivalentes, als diejenige der maximalen Ökonomie maßgebend. — Ferner ist zu beachten, daß die sehr kurzwelligen Strahlen aus hygienischen Gründen bedenklich sind, was z. B. beim Arbeiten mit der Quecksilberbogenlampe aus Quarz ohne Schutzvorrichtungen für das Auge besonders deutlich (durch Entzündungserregung der Bindehaut usw.) in die Erscheinung tritt. Je höher also die Temperatur einer Lichtquelle ist, desto mehr muß man darauf bedacht sein, durch Glas- oder besser noch Milchglas-Glocken bzw. geeignete Reflektoren die ultraviolette etc. Strahlung zu eliminieren. Überhaupt ist es — besonders bei sehr naher Beleuchtung — empfehlenswert, das Auge vor direktem Licht möglichst zu schützen, und zwar sollen grüne oder rosagefärbte Schirme am besten wirken.

Die aus den Strahlungsgesetzen sich ergebenden Probleme für die Beleuchtungstechnik können wir in folgende Forderungen zusammenfassen:[1]

Es ist ein Idealstrahler zu suchen, der vornehmlich nur Strahlen der Wellenlängen $\lambda = 0{,}8$ bis $\lambda = 0{,}4\ \mu$ selektiv emittiert, in der Energieverteilung möglichst die spektralen Verhältnisse des Sonnenlichtes nach der atmosphärischen Absorption oder des (dem exterrestrischen Sonnenlicht nahestehenden) gesamten Tageslichts (direktes Sonnenlicht und diffuses Licht) darbietet und sich dauernd ohne Veränderung auf hohe Temperaturen erhitzen läßt.

Die vorstehenden Erörterungen berühren die physiologisch-hygienische Seite der Beleuchtungstechnik, soweit sie mit der Strahlungslehre, also mit dem Gegenstand unserer Darlegungen, in näherem Zusammenhang steht. Wir wollen nochmals darauf hinweisen, daß, wie wir auf S. 137 sahen, abgesehen von der zweckmäßigen Zusammensetzung des Lichtes auch noch ein ruhiges Brennen der Leuchtquelle gefordert werden muß; viele der neueren Bogenlampen erfüllen diese Bedingung in so geringem Grade, daß sie für die Beleuchtung von Arbeitsräumen nicht verwendbar sind. Über die von den einzelnen Lampen erzeugte Menge von Wärme, sowie von Kohlendioxyd und anderen schädlichen Gasen, kann hier nicht näher eingegangen werden; die Tab. 31 gibt darüber genügende Anhaltspunkte; ebenso ist es nicht unsere Aufgabe, die Explosionsgefahren bei Petroleumbeleuchtung, die Übelstände bei Gasleitungen, die Kurzschlußgefahr bei elektrischen Anlagen etc. näher zu diskutieren. Interessenten finden über diese Punkte in den Fachblättern und Monographien genügendes Material und statistische Übersichten. — Daß die Leuchttechnik nicht nur eine physikochemische, sondern auch in ganz hervorragendem Maße eine physiologisch-hygienische Seite hat, darf nie vergessen werden; nähere Ausführungen hierüber findet man in den bekannten hygienischen Lehrbüchern.[2]

Wir wollen an dieser Stelle noch auf die sehr aussichtsreiche Verwertung von Lumineszenzerscheinungen zu Beleuchtungszwecken hinweisen, wenn auch diese Seite der Lichterzeugung nicht in das Kapitel »Temperaturstrahlung« hineingehört. Ein Bindeglied zwischen thermaktinen und allaktinen Lichtquellen bilden die selektochromatischen Bogenlampen, welche durch Versetzen der Kohlen mit Metallen bzw. mit Metallsalzen (Effekt-, farbige Flammenbogenlampen) oder beim Ersatz der Kohlen durch Leiter zweiter Klasse (Elektrolytbogenlicht etc.) erhalten werden. Dem von den glühenden Elektroden gelieferten kontinuierlichen Spektrum lagert sich ein sehr helles Linienspektrum der verdampfenden Substanzen über.[3]

---

1 Vgl. O. LUMMER, l. c. — 2 Siehe auch L. BELL, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. 19, 93, 1902; W. SUGG, J. f. Gasbel. 1904, 1069. — 3 E. RASCH, Patent vom Jahre 1892; BREMER, Patent vom Jahre 1899; E. RASCH, Z. f. Elektrot. u. Maschinenbau 1903, Heft 4—12; O. LUMMER, Ziele etc.

— Ein reines Linienspektrum liefert die L. ARONSsche[1] Quecksilberbogenlampe, welche neuerdings von P. C. HEWITT wesentlich verbessert worden ist; bei ihr mag — was übrigens sehr zweifelhaft ist — thermaktine Strahlung noch mitwirken. Reine Lumineszenzerscheinungen haben wir bei Vakuumröhren, die durch Teslaströme oder desgl. erregt werden; ihre Ökonomie ist von M. HÖNIG,[2] E. R. DREW[3] und F. MOORE[4] untersucht worden. Einen äußerst geringen spezifischen Verbrauch zeigen nach H. EBERT[5] die Lampen, bei denen die Lumineszenzerregung durch Kathodenstrahlen Verwendung findet. Eine mit Schuchardtscher »grünblauer Leuchtfarbe« versehene Lampe verbrauchte 4.10^{-5} Watt/Kerze; also etwa den 8.10^{4}ten Teil des spezifischen Verbrauchs einer Glühlampe. TH. EDISON hat als lumineszierende Substanz Kalziumwolframat benutzt. Vorderhand würden der praktischen Einführung solcher Lumineszenzlampen erhebliche Schwierigkeiten im Wege stehen. — Bei der Verwendung von Leuchtquellen mit diskontinuierlichem Spektrum ist darauf zu achten, daß in der Strahlung drei Grundfarben in geeignetem Intensitätsverhältnis vorhanden sind; ist das nicht der Fall, so vermögen wir die Farben der Außenwelt nicht richtig zu erkennen, wie beispielsweise bei Quecksilberbogenlampen-Beleuchtung; man sucht diesem Übelstand durch Kombination geeigneter verschiedenfarbiger Lampen abzuhelfen; beispielsweise schaltet man zu Quecksilberlampen elektrische Glühlampen, die mit Unterbelastung brennen.

Die Tab. 31 (S. 154) gibt eine Übersicht der technisch wichtigsten Daten für unsere gebräuchlichsten Lichtquellen.[6] Die auf 1 Hefnerkerzenstunde berechneten Zahlen konnten nur für einen Teil der Lampen unter Zugrundelegung der mittleren sphärischen Leuchtkraft berechnet werden, da für viele Lichtquellen nur der horizontale Wert bekannt ist; beim Vergleich der in den 3 letzten Kolonnen verzeichneten Zahlen ist dies zu beachten. Die Berechnung der Gesamtkosten der Hefnerkerzenstunde erschien mit Rücksicht auf die beständigen Änderungen im Preis der Lampen bzw. deren Teilen überflüssig; allerdings ist ja auch der Einheitspreis des Materials bzw. der Energie sehr variabel; es schien aber trotzdem wünschenswert, für eine erste Orientierung die Verbrauchskosten pro Hefnerkerzenstunde unter Zugrundelegung ungefährer Durchschnittswerte anzugeben. Die Wärmeentwicklung ist gleich Q, d. h. der Verbrennungswärme bzw. der zugeführten elektrischen Energie (in Kilogramm-Kalorien umgerechnet) gesetzt worden; dabei sind folgende thermische Daten zugrunde gelegt:

Verbrennungswärme von	1 kg Petroleum	=	11000	Kilogramm-Kalorien.
„ „	1 „ Spiritus (95 %)	=	5411	„ „
„ „	1 m³ Leuchtgas (0°, 0,76 cm)	=	5100	„ „
„ „	1 Kilowattsekunde	=	0,24	„ „

1 W. A. 47, 767, 1892. — 2 Dissert. Rostock, 1901. — 3 Phys. Rev. 17, 321, 1903. 4 Electrician 59, 342, 1907. — 5 EDERS Jahrb. 1895, 47. — 6 Vgl. W. WEDDING, l. c., S. 146; W. B. VON CZUDNOCHOWSKI, l. c., S. 137. SCHILLINGS Kalender für Gas- und Wasserfachmänner. Ferner: J. f. Gasbel. 1904, 142, 443, 566.

Tabelle 31.

Lichtquelle	Lichtstärke in HK. horizontal	Lichtstärke in HK. mittl. sphär	Einheitspreis des Materials bezw. der elektrischen Energie in Pfg.	Stündlicher Verbrauch an Material bzw. an elektrischer Energie total	pro 1 HK	Stündliche Wärmeentwicklung in Kilogrammkalorien total	pro 1 HK	Stündlicher Luftverbrauch in Liter total	pro 1 HK	Stündliche CO_2-Entwicklung in Liter total	pro 1 HK	Stündliche H_2O-Dampf-Entwicklung in Liter total	pro 1 HK	Stündliche Verbrauchskosten in Pfg. total	pro 1 HK
Petroleumlampe mit losem Docht		0,8	80 pro kg	7,6 g	9,5 g	72	90			11,4	14,3			0,61	0,762
" mit Uhrwerk (Moderateurlampe)		11	80 " "	86 g	8,3 g	342	81			54	4,9			2,88	0,263
Talgkerze			120 " "		10 g		97								1,20
Walratkerze			350 " "		7,7 g		80								2,70
Wachskerze	1,2	1	500 " "	6,9 g	6,9 g	65	65			11,1	11,1			3,45	3,45
Stearinkerze	1,2	1,1	160 " "	8,6 g	7,9 g	75	69	95	87	12,9	11,9	12,9	11,9	1,37	1,26
Paraffinkerze		1,4	120 " "	8,5 g	6,3 g	87	64			14,5	10,7			1,02	0,852
Kompositionskerze (2 Par : 1 Stear)		1,2	140 " "	8,5 g	7,0 g	81	66			13,9	11,4			1,20	0,972
Petroleumlampe 14'''	15	13	20 pro l	43,6 g	3,3 g	480	36,4	750	58	108	8,3	108	8,3	1,09	0,083
" gr. Rundbrenner 20'''	30		20 " l	80 g	2,7 g	880	29,3	1410	47	212	6,8	212	6,8	2,00	0,067
Ölgas nach Pintsch	10		45 pro m³	35 l	3,5 l									1,60	0,160
Azetylen	40		20 pro kg Carbid	88 g	2,2 g	312	7,8	288	7,2	48	1,2	24	0,6	1,76	0,044
Leuchtgas, Schnittbrenner	16		18 pro m³	160 l	10 l	928	58	915	57,2	91	5,7	202	12,6	2,88	0,180
Argandbrenner		20	18 " "	170 l	8,5 l	986	49,3	964	48,2	96	4,8	214	10,7	3,06	0,153
Regenerativbr.		530	18 " "	2300 l	4,3 l	12190	23	1220	23	1196	2,3	2700	5,1	41,40	0,077
Gasglühlicht Auerbrenner		52	18 " "	112 l	2,15 l	572	11	633	12,2	59	1,2	140	2,7	2,02	0,038
" mit Luftgas	60		40 " kg Solin	30 g	0,5 g	300	5	342	5,7	45	0,8	54	0,9	1,20	0,020
" mit Wassergas	50		8 " m³	100 l	2,0 l	260	5,2	360	7,2	50	1,0	50	1,0	0,30	0,006
" Lukaslicht	581	411	18 " "	680 l	1,58 l	3210	7,8	3580	8,7	370	0,9	780	1,9	11,34	0,027
Preßgasglühlicht Milleniuml.	1500	1060	18 " "	1200 l	1,13 l	6120	5,8	6850	6,5	681	0,6	1480	1,4	21,60	0,020
" Hydropreßgasl.	803	214	18 " "	272 l	1,27 l	1887	6,5	1580	7,4	150	0,7	340	1,6	4,95	0,023
Spiritusglühlicht	65	43	80 " l	86 g	2 g	466	10,8	559	13,0	84	1,9	108	2,4	3,28	0,075
Petroleumglühlicht (Keros, Kitson u. a.)	500		20 " l	400 g	0,8 g	4400	8,8	7000	14	1000	2,0	1000	2,0	10,0	0,020
Azetylenglühlicht	60		160 " m³	15 l	0,25 l	198	3,3	174	2,9	30	0,5	15	0,3	2,40	0,040
Kohlefadenglühlampe kleine Form	18	18	50 " KWSt	59 W	4,5 W	51	4,0	—	—	—	—	—	—	2,95	0,225
" große Form	44	84,6	50 " "	104 W	3,01 W	90	2,6	—	—	—	—	—	—	5,20	0,151
Osmiumlampe	41	81,4	50 " "	48,7 W	1,55 W	42	1,34	—	—	—	—	—	—	2,44	0,078
Tantallampe		25	50 " "	38,5 W	1,54 W			—	—	—	—	—	—	1,93	0,077
Nernstlampe	185	118	50 " "	218 W	1,88 W	184	1,63	—	—	—	—	—	—	10,65	0,094
Bogenlampe		400	50	440 W	1,10 W	880	0,05	58	0,14	10,7	0,027	—	—	22,00	0,055

Spezielle energetische und optische Untersuchungen der wichtigsten Lichtquellen.

Natürliche Lichtquellen.

1. Die Sonne. Zahlreiche Forscher haben sich mit der Ermittelung der in der Zeiteinheit von der Sonne auf die Erdoberfläche gesandten Energiemenge $\mathfrak{S}$ beschäftigt. Wir nennen die auf 1 cm² in der Minute bei senkrechter Inzidenz auffallende Gesamtstrahlung die »Solarkonstante« und unterscheiden die auf die obere Grenze der Atmosphäre bezogene »exterrestrische« und die für die Erdoberfläche geltende »terrestrische« Solarkonstante, die wir durch die Symbole $\mathfrak{S}_e$ und $\mathfrak{S}_t$ bezeichnen wollen. Es ist klar, daß die Größe der Konstanten $\mathfrak{S}_t$ von der Dicke der durchstrahlten Atmosphäre, sowie von deren Beschaffenheit abhängt. Die wichtigsten Methoden zur direkten Bestimmung der Solarkonstanten sind S. 59 beschrieben worden; um die zunächst gefundenen terrestrischen Zahlen in die exterrestrischen Werte umzuwandeln, hat man die Größe der Absorption in der durchstrahlten Atmosphäre durch Messungen von $\mathfrak{S}_t$ bei verschiedener Sonnenhöhe zu ermitteln. Die folgende Zusammenstellung gibt die von verschiedenen Forschern gefundenen Werte von $\mathfrak{S}_e$:[1]

POUILLET	1,79 $\frac{\text{g-cal.}}{\text{cm}^2\ \text{min.}}$	CROVA	2,28 —2,37 $\frac{\text{g-cal.}}{\text{cm}^2\ \text{min.}}$
O. HAGEN	1,9 „	LANGLEY	2,630—3,505 „
FORBES	2,82 „	SAVELIEF	2,86 —3,47 „
RADAU	1,82 „	PERNTER	3,05 —3,28 „
SECCHI	1,76 „	ÅNGSTRÖM	4 „
ROSETTI	2,5 „	RIZZO	2,5 —2,6 „
VIOLLE	2,59 „		

Diese Zahlen berücksichtigen nicht die ungleichartige Absorption der Strahlen verschiedener Wellenlängen; deshalb ist folgende, von S. P. LANGLEY[2] angewendete Methode prinzipiell vorzuziehen: Mittels eines Spektrobolometers wird die Energiekurve der Sonnenstrahlung einmal bei hohem, ein andermal bei tiefem Stand der Sonne aufgenommen; die Unterschiede entsprechender Ordinaten gestatten unter Berücksichtigung der durchstrahlten Schichtdicken der Atmosphäre die Absorptionsfaktoren für die einzelnen Wellenlängen festzustellen und mit Hilfe dieser Ermittelung die Energiekurven der Strahlung an der Grenze der Atmosphäre zu konstruieren; ihre Planimetrierung liefert die exterrestrische Solarkonstante, indem man den zu einer terrestrischen Kurve zugehörigen $\mathfrak{S}_t$-Wert, der besonders bestimmt wurde, zugrunde legt.

S. P. LANGLEY[3] gab in neuerer Zeit eine Zusammenstellung von 25 beobachteten Werten der exterrestrischen Solarkonstanten, deren Mittel ca. 2,1 g-cal./cm² min. ist. Sehen wir die Sonne als »schwarzen Körper« an, so würde diesem Wert eine Sonnentemperatur von 5990° abs. entsprechen. Man kann nämlich nach dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetz $\mathfrak{S}_e$ durch folgende Formel ausdrücken:

$$\mathfrak{S}_e = 60 \cdot S_{\text{abs.}} \cdot c_2{}^4 \cdot \left(\frac{T}{c_2}\right)^4 \sin^2 \varphi ,$$

worin $S_{\text{abs.}}$ die Strahlungskonstante (S. 61) und φ den angulären Sonnenradius (S. 100) bedeutet. Aus $\mathfrak{S}_e$ läßt sich also $\frac{c_2}{T}$ finden, und umgekehrt.[4] Aus den neuesten, von C. G. ABBOT[5] angestellten Untersuchungen (vgl. unten) über die

---

[1] Vgl. J. SCHEINER, Strahlung u. Temperatur der Sonne, 1899, S. 32 ff.; O. CHWOLSON, Lehrb. der Physik Bd. II, 1904, S. 621 u. a. — [2] W. A. **19**, 226, 384, 1883. — [3] Phil. Mag. (6) **8**, 78, 1904. — [4] Siehe hierzu E. WARBURG, Ver. Deutsch. Phys. Ges. **1**, 50, 1899; EJNAR HERTZSPRUNG, Z. wiss. Phot. **3**, 173, 1905. — [5] Smithsonian Miscellaneous Collections **45**, 74, 1903.

Energieverteilung im exterrestrischen Sonnenspektrum ergibt sich $T = 6356^0$ abs.; der zugehörige $\mathfrak{S}_e$-Wert wäre 2,64 g-cal./cm² min.

Setzen wir $\mathfrak{S}_e$ (durchschnittlich) = 2,50 g-cal./cm² min., so bekommen wir auf Grund der LANGLEYschen Beobachtungen (siehe weiter unten) folgende Zusammenstellung:[1]

	Gesamt	Ultrarot	Sichtbar	
$\mathfrak{S}_e$ . .	2,50	1,37	1,13	g-cal./cm² min.
$\mathfrak{S}_t$ . .	1,60	1,00	0,60	g-cal./cm² min.

$\mathfrak{S}$ exterrestrisch in g-cal.	$3,6 \cdot 10^3$ pro cm² und Tag
	$1,3 \cdot 10^6$ „ „ „ Jahr
	$3,2 \cdot 10^{18}$ „ Erdquerschnitt und Minute
	$1,68 \cdot 10^{24}$ „ „ „ Jahr
	$3,8 \cdot 10^{33}$ räumlich und Jahr.
$\mathfrak{S}$ terrestrisch in g-cal. Mittelwert für eine bestimmte Stelle der Erdoberfläche	$6,6 \cdot 10^4$ pro cm² und Jahr (Nach CROVA [Montpellier] und SAVELIEF [Kiew]).

Aus dem für die jährliche totale räumliche Sonnenstrahlung sich ergebenden Wert von $3,8 \cdot 10^{33}$ g-cal. folgt, daß 1 g Sonnenmasse pro Jahr 2,2 g-cal. verliert. Diese ungeheuer große Energieabgabe der Sonne wird durch die bei der Schrumpfung der Sonnenmasse (HELMHOLTZ) oder bei dem Zerfall endothermer Verbindungen (OSTWALD) freiwerdende Wärmemenge ersetzt.

Die Energieverteilung im Sonnenspektrum ist u. a. von A. CROVA,[2] L. MOUTON[3] und ganz besonders von S. P. LANGLEY[4] bzw. dessen Mitarbeiter C. G. ABBOT[5] untersucht worden. Die mit Hilfe des S. 21 beschriebenen Apparates von LANGLEY im prismatischen, sowie im ultraroten und sichtbaren normalen Gitterspektrum ausgeführten Messungen gehören zu den bedeutendsten Leistungen auf photophysikalischem Gebiet. Seine bolometrische Methode gestattet die genaue Festlegung nicht allein von Absorptionsbanden im Sonnenspektrum, sondern sogar

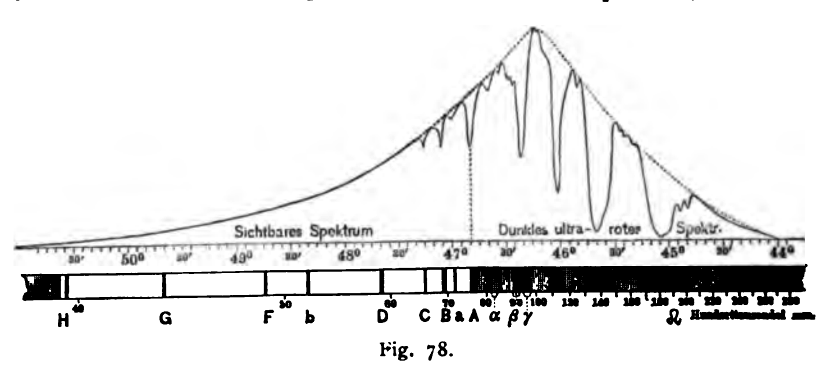


Fig. 78.

von den hauptsächlichsten Fraunhoferschen Linien. Fig. 78 gibt die mit einem prismatischen Apparat direkt erhaltene, nicht auf die Dispersion korrigierte terrestrische Kurve; λ_m liegt bei ca. 1,05 μ; Fig. 79 zeigt das unter Berücksichtigung der Dispersionsverhältnisse (und der Absorption im Prisma) konstruierte Kurvenbild für das normale terrestrische Sonnenspektrum; λ_m liegt bei ca. 0,65 μ; man sieht, wie ungemein der Charakter der Energiekurven durch die wechselnde Dis-

1 Vgl. W. TRABERT, Meteorologie, Sammlung Göschen 1901, S. 30; Sv. ARRHENIUS, Lehrb. d. kosmischen Physik, Leipzig, S. Hirzel, 1903, Bd. I, S. 93. K. ÅNGSTRÖM, Nova acta Ups. 4, I, No. 7, 1907. — 2 C. R. 87, 322, 1878. — 3 C. R. 89, 295, 1879. — 4 W. A. 19, 226, 384, 1883; siehe auch S. 20f. — 5 Smithsonian Miscellaneous Collections 45, 74, 1902.

persion des Prismas verändert wird. — In neuerer Zeit hat S. P. LANGLEY[1] seinen »Spektrobolograph« derart vervollkommnet, daß er innerhalb etwa 15 Minuten

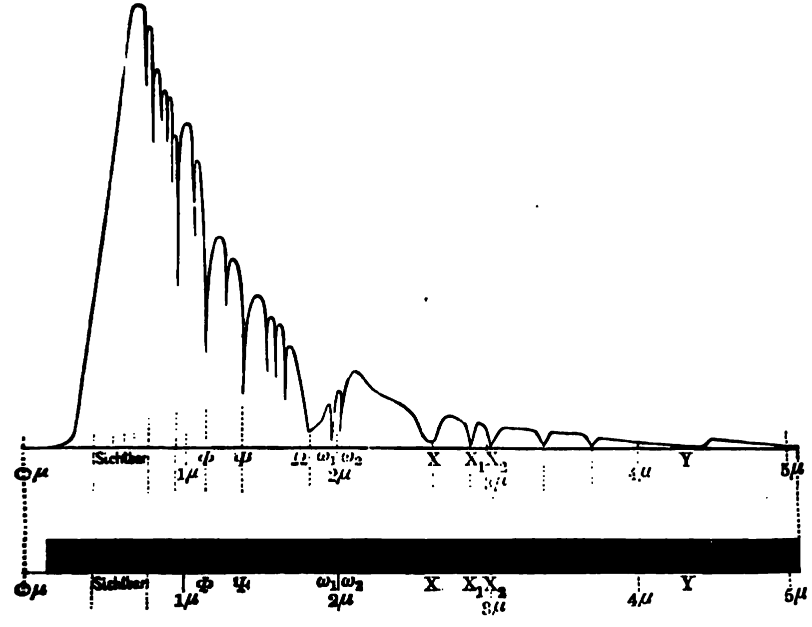


Fig. 79.

ein vollständiges Bild der Energieverteilung im Sonnenspektrum zwischen dem Violett und 6 μ photographisch aufzunehmen gestattet. Die Fig. 80 zeigt Stücke zweier derartiger Registrierungskurven und läßt erkennen, wie empfindlich LANGLEYS

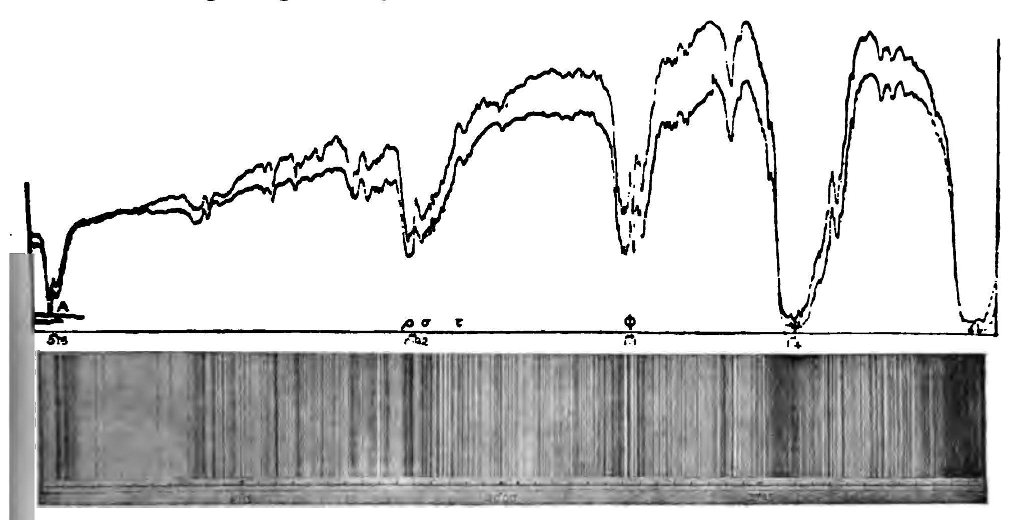


Fig. 80.

Versuchsanordnung ist[2]; bei Anwendung großer Dispersion zeichnet sie deutlich die zwischen den beiden Na-Linien D_1 und D_2 liegende feine Nickellinie auf.

1 Astrophys. J. 17, 89, 1903. Weitere Literatur siehe S. 21. — 2 Die Fig. 80 ist einer älteren Arbeit LANGLEYS entnommen; noch schönere Kurvenbilder sind im Astrophys. J. 17, 89, 1903 reproduziert.

... ..teren Beobachtungen sind in Tab. 32 zu-

Tabelle 32.

(...ometerausschläge)

	terrestrisch	
	...hohem Sonnenstand	bei niederem Sonnenstand (durchstrahlte Luftmenge doppelt so groß, wie bei nebenstehender Versuchsreihe)
	112	27
	235	63
	424	140
	570	225
	621	311
	553	324
	372	246
	238	167
	235	167
	(λ_m ca. 0,59)	(λ_m ca. 0,67)

Man erkennt, daß die Lage des Energiemaximums wegen der ungleich starken Absorption der verschiedenen Strahlenarten sehr von der Dicke der durchstrahlten Atmosphäre abhängig ist. In Fig. 81 stellt die unterste Kurve (II) die Energieverteilung bei niederem, die mittlere (I) diejenige bei höherem, und die gestrichelte die exterrestrische Verteilung dar.

Von neueren Messungen seien die von C. G. Abbot[1] ermittelten (aus seiner Kurve abgelesenen) S_λ-Werte der exterrestrischen Sonnenstrahlung sowie die von ihm gemessenen Durchlässigkeitsfaktoren $\frac{S_\lambda}{s_\lambda}$ (S_λ = eintretende Energiemenge, s_λ = durchgelassene Energiemenge) für die Atmosphäre in Tab. 33 mitgeteilt.

Tabelle 33.

	S_λ	$\frac{S_\lambda}{s_\lambda}$ (in %)
	7,55	51,2
	9,23	59,8
	9,51	65,2
	7,00	70,1
	5,44	78,1
	4,36	82,3
	3,51	85,0
	2,72	87,0
	1,67	89,2
	0,82	91,8
	0,39	91,6
	(λ_m ca. 0,49)	

... auf S. 32 mitgeteilten Formel

[1] ... S. P. Langley, Astrophys. J. 19, 305, 1904.

$$-\frac{c_2}{T}\log e = \frac{\Sigma(\log S_\lambda + 5\log\lambda)\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n}\right)}{\Sigma\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n}\right)^2} \tag{1}$$

berechnet EJNAR HERTZSPRUNG[1] (Tab. 34) den wahrscheinlichsten $\frac{c_2}{T}$-Wert für die exterrestrische Sonnenstrahlung:

Tabelle 34.

[illegible] (μ)	$\log S_\lambda$	$5\log\lambda$	$\log S_\lambda + 5\log\lambda$	$\frac{1}{\lambda}$	$\frac{1}{\lambda}-\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n}$	$(\log S_\lambda + 5\log\lambda)\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n}\right)$	$\left(\frac{1}{\lambda}-\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n}\right)^2$
[illegible]0	0,878	— 1,990	— 1,112	2,5	1,0	— 1,112	1,0
[illegible]0	0,978	— 1,505	— 0,527	2,0	0,5	— 0,264	0,25
[illegible]	0,435	0	0,435	1,0	— 0,5	— 0,217	0,25
[illegible]	— 0,409	1,505	1,096	0,5	— 1,0	— 1,096	1,0
				$\Sigma = 6{,}0$	$\Sigma = 0$	$\Sigma = -2{,}689$	$\Sigma = 2{,}5$
				$\frac{\Sigma\frac{1}{\lambda}}{n} = 1{,}5$			

Daraus folgt

$$\frac{c_2}{T} = \frac{2{,}689}{2{,}5\cdot\log e} = 2{,}48;\ \lambda_m = \frac{1}{5}\cdot\frac{c_2}{T}\ (\text{S. } 63) = 0{,}496\ \mu\,.$$

Da aber die WIENsche Formel, welche der Gl. 1 zugrunde liegt, eigentlich auf das Sonnenspektrum nicht angewendet werden darf (vgl. S. 27), muß man zu einer strengeren Berechnung des $\frac{c_2}{T}$-Wertes die PLANCKsche Formel heranziehen. EJNAR HERTZSPRUNG hat gefunden, daß für $\frac{c_2}{T} = 2{,}3$ das Minimum von $\Sigma\,(\text{beob.} - \text{ber.})^2 = \Sigma\,(\log S_\lambda\lambda^5\,[\text{beob.}] - \log S_\lambda\lambda^5\,[\text{ber. nach PLANCK}])^2$ erhalten wird. Aus der $\frac{c_2}{T}$-Konstanten bekommt man infolge der S. 63 angeführten Beziehungen die Werte $\lambda_m = 0{,}46\ \mu$ und $T = 6350^0$ abs.

Stellen wir die bisherigen Resultate zusammen, so erhalten wir folgende Reihen:

$\mathfrak{S}_e$	$\frac{c_2}{T}$	λ_m	T
2,1	2,44	0,49	5990
2,64	**2,3**	0,46	6350

Die direkt beobachteten (oder aus den Messungen zunächst abgeleiteten) Werte sind fett gedruckt. Wir dürfen also schließen, daß die äußere Sonnenhülle qualitativ und quantitativ wie ein schwarzer Körper von 6000—6400° abs. strahlt.

Die Beleuchtungsstärke des Sonnenlichts an der Erdoberfläche ist in früheren Zeiten von BOUGUER, BOND, ZÖLLNER, EXNER u. a. gemessen worden; die Zahlen schwanken außerordentlich, so daß auf ihre Wiedergabe verzichtet werden kann. Die neueste und zuverlässigste Bestimmung ist von CH. FABRY[2] ausgeführt worden und ergab für die Zenithsonne ca. 100000 Lux.

---

[1] l. c., S. 155. Über die Sonnentemperatur siehe auch S. 54 und ferner W. WUNDT, Phys. Z. **7**, 384, 1906. — [2] C. R. de l'Assoc. Franç. Congrès d'Angers 1903, 255.

EJNAR HERTZSPRUNG[1] konstruiert die Energiekurven für die Hefnerlampe[2] $\left(\frac{c_2}{T} = 7{,}5\right)$ und für das exterrestrische Sonnenlicht $\left(\frac{c_2}{T} = 2{,}3\right)$; durch Multiplikation der Ordinaten mit dem spektralen »Helligkeitsfaktoren« und Auswertung der »Helligkeitsflächen« erhält er für die Beleuchtungsstärke des Sonnenlichts außerhalb der Atmosphäre ca. 150 000 Lux. Unter Berücksichtigung der ABBOT-LANGLEYschen spektralen Durchlässigkeitsfaktoren für die Atmosphäre ergibt sich in Übereinstimmung mit dem direkt von FABRY gemeßenen Wert für die terrestrische Zenithsonnenbeleuchtung der Wert ca. 100 000 Lux, für die Beleuchtungsstärke der Sonne von 30° Höhe 65—70000 Lux.

Setzt man den exterrestrischen Wert zu 150 000 Lux, so folgt für 1 mm² äußere Sonnenoberfläche die durchschnittliche Flächenhelligkeit 2200 H.K., was nach der Tab. 37, S. 163 einer Temperatur des schwarzen Körpers zwischen 5000 und 6000° abs. entspräche.[3]

Bei allen Berechnungen, welche sich auf Daten stützen, die für die äußere Sonnenhülle gelten, ist zu berücksichtigen, daß die Strahlung dieser äußeren Region nach dem Sonnenrand hin abnimmt; sie setzt sich nämlich zusammen aus sowohl von der Photophäre wie von der inneren Sonnenoberfläche emittierter Strahlung; der aus den tieferen Schichten stammende Betrag wird aber in der Sonnenatmosphäre zum Teil absorbiert; die Dicke der durchstrahlten Atmospärenschicht nimmt nach dem Sonnenrand hin zu.[4]

Der Mond. Die Beleuchtungsstärke des Vollmondlichtes beträgt ca. 0,2 Lux (vgl. S. 134). Über die Mondtemperatur siehe S. 53.

Die Sterne. Nach der auf S. 105 unter 2a beschriebenen Methode und auf verwandten Wegen haben zahlreiche Forscher (WOLLASTON, ZÖLLNER, CHR. FABRY u. a.) die (scheinbare, vgl. S. 104) Lichtstärke von Sternen mit derjenigen einer Normallampe verglichen. Vgl. dazu G. MÜLLER, Photometrie d. Gestirne, 1897.

Seit den ältesten Zeiten der Astronomie teilt man die mit bloßem Auge sichtbaren Sterne in »Helligkeitsklassen« ein, die auch — da ein hellerer Stern uns größer erscheint, als ein schwächerer — als »Größenklassen« bezeichnet werden. Die Klassennummern nehmen mit steigender Helligkeit ab, jede ganze Klasse wird noch in Dezimalen geteilt. POGSON hat festgestellt, daß die scheinbaren Helligkeiten der Sterne zweier aufeinanderfolgender ganzer Klassen im Verhältnis 2,512 zueinander stehen. Dieser Einteilung liegt also das WEBER-FECHNERsche Gesetz (S. 79) zugrunde. Die Grenze der Sichtbarkeit mit bloßem Auge wird durch die Helligkeit eines Sternes 6. Klasse repräsentiert, die etwa der Helligkeit einer 10 bis 12 Kilometer entfernten Hefnerlampe entspricht (TUMLIRZ, FABRY). In den stärksten Teleskopen kann man Sterne bis etwa zur 17. Größe sehen. Da es Sterne gibt, die an Helligkeit die ursprünglich als Einheit gesetzte Größenklasse erheblich übertreffen, rechnet man von 1 an aufwärts über 0 mit negativen Nummern. Es ergibt sich demnach die Tabelle:

Größenklasse	Scheinbare Helligkeit
6	0,0100
5	0,0251
4	0,0631
3	0,1585
2	0,3981
1	1,000
0	2,512
-1	6,310
etc.	

[1] l. c., S. 155. — [2] Siehe dazu Phys. Z. 5, 34, 639. Für das ultrarote Gebiet ist dieser $\frac{c_2}{T}$-Wert zu klein, wie neuere Messungen von R. LADENBURG zeigen (siehe S. 165). — [3] Vgl. K. SCHAUM, Z. wiss. Phot. 2, 389, 1904; 3, 272; R. LUCAS, Astron. Nachr. 168, 57, 1905. — [4] Vgl. dazu FRANK VERY, Astrophys. Journ. 16, 73, 1902; E. HERTZSPRUNG, Z. f. wiss. Phot. 3, 173, 1905. A. SCHUSTER, Astrophys. Z. 21, 258, 1905. C. FÉRY u. G. MILLOCHAU, C. R. 143, 731, 1906.

Beispielsweise hat der Sirius die Größe — 1,5; er ist somit ca. 1000 mal heller, als die schwächsten mit bloßem Auge sichtbaren Sterne der Klasse 6.

Die Sterngröße der Sonne kann etwa zu — 27 angenommen werden.[1]

Künstliche Lichtquellen.

Normallampen.

Der absolut schwarze Körper. Die Strahlungsverhältnisse des schwarzen Körpers sind in früheren Abschnitten eingehend geschildert worden; auch seine Flächenhelligkeit bei verschiedenen Temperaturen wurde schon mehrfach besprochen (vgl. S. 41 und 150); wir wollen uns an dieser Stelle nochmals mit dieser Größe beschäftigen, indem wir die von Ejnar Hertzsprung[2] durchgeführte Berechnung zugrunde legen. Hertzsprung hat nach der Planckschen Formel die relativen Werte von log S_λ (der Energieintensitäten) für verschiedene absolute Temperaturen berechnet; diese Zahlen sind, da sie sich vielfach werden verwenden lassen, in der Tab. 35, Abt. 1 wiedergegeben. Aus den zahlreichen Bestimmungen der spektralen Empfindlichkeit des Auges, welche von Langley, Pflüger, König, Abney und Festing[3] durchgeführt worden sind, berechnet Hertzsprung als wahrscheinlichste Werte für log $\mathfrak{H}_\lambda$ die im folgenden angegebenen:

λ (μ) . . .	0,75	0,70	0,65	0,60	0,55	0,50	0,45	0,40
log $\mathfrak{H}_\lambda$ . .	— 4,04	— 2,19	— 0,97	— 0,20	0,00	— 0,47	— 1,08	— 1,36

Da nun

$$\text{rel. } \log J_\lambda = \log \mathfrak{H}_\lambda + \text{rel. } \log S_\lambda ,$$

$$\text{und } J = \int_0^\infty J_\lambda \, d\lambda = \int_0^\infty \mathfrak{H}_\lambda S_\lambda \, d\lambda ,$$

so erhält Hertzsprung durch Addition der in Tab. 35, Abt. 1 angeführten Zahlen und der vorstehenden log $\mathfrak{H}_\lambda$-Werte die Logarithmen der Helligkeiten (der optischen Intensitäten) im normalen Gitterspektrum des schwarzen Körpers, welche in Tab. 35, Abt. 2 eingetragen sind. Zur Orientierung über die Helligkeitsverteilung in einem prismatischen Spektrum hat Hertzsprung noch die in Abt. 2 verzeichneten Zahlen nach S. 228 umgerechnet.

Durch graphische Darstellung der J_λ-Größen aus Abt. 2 und Planimetrierung der »Helligkeitsflächen« wurden die relativen Flächenhelligkeitswerte des schwarzen Körpers erhalten (s. S. 131). Unter Berücksichtigung des von Lummer und Pringsheim bei 1708° abs. gemessenen J-Wertes 0,0635 H. K./mm² (S. 41) findet Hertzsprung, daß sich J für 1 mm² durch die Gleichung

$$\log J = 5{,}56 - 0{,}92 \left(\frac{c_2}{T}\right)^{0{,}93} \tag{2}$$

ausdrücken läßt, welche sich von der Wienschen Isochromatenformel (S. 39, 40) durch den Exponenten 0,93 (statt 1) unterscheidet.

1 W. Ceraski, Astron. Nachr. **170**, 135, 1906. — 2 Z. f. wiss. Phot. **4**, 43, 1906. Siehe auch H. Eisler, Elektrot. Z. 1904, 188, 443; F. Jablowski, ebenda 374. — 3 Literatur bei E. Hertzsprung; siehe auch S. 72; ferner P. G. Nutting, Phys. Rev. **24**, 202, 1907.

Tabelle 35.

Logarithmen der Spektralintensitäten der Strahlung des schw Körpers.

Abt. 1. Log. Energieintensität im Gitterspektrum.

$\frac{c_2}{T}$	20	16	10	8	5	4	2,5	2	1,25
λ in μ									
0,40	5,275	9,618	16,132	18,304	21,561	22,647	24,276	24,821	25,652
0,45	7,432	11,292	17,083	10,013	21,908	22,874	24,323	24,809	25,553
0,50	9,133	12,608	17,819	19,556	22,162	23,031	24,337	24 766	25,457
0,55	10,506	13,664	18,402	19,981	22,350	23,140	24,329	24,731	25,358
0,60	11,633	14,528	18,871	20,319	22,490	23,215	24,306	24,677	25,262
0,65	12,573	15,245	19,254	20,590	22,595	23,264	24,274	24,620	25,169
0,70	13,366	15,848	19,570	20,811	22,673	23,294	24,236	24,559	25,079
0,75	14,044	16,360	19,834	20,992	22,730	23,311	24,193	24,498	24,992

Abt. 2. Log. Optische Intensität im Gitterspektrum.

0,40	3,92	8,26	14,77	16,94	20,20	21,29	22,92	23,46	24,29
0,45	6,35	10,21	16 00	17,93	20,83	21,79	23,24	23,73	24,47
0,50	8,66	12,14	17,35	19,09	21,69	22,56	23,87	24,30	24,99
0,55	10,51	13,66	18,40	19,98	22,35	23,14	24,33	24,73	25,36
0,60	11,43	14,33	18,67	20, 2	22,29	23,01	24,11	24,48	25,06
0,65	11,60	14,28	18,28	19,62	21,62	22,29	23,30	23,65	24,20
0,70	11,18	13,66	17,38	18,62	20,48	21,10	22,05	22,37	22,89
0,75	10,00	12,32	15,79	16,95	18,69	19,27	21,05	20,46	20,95

Abt. 3. Log. Optische Intensität im Prismenspektrum (Abszisse λ^{-}

0,40	2,72	7,06	13,58	5,75	19,0	20,09	21.72	22,27	23,10
0,45	5,31	9, 7	14,96	6,89	19,79	20,75	22,20	22,69	23,43
0,50	7,76	,23	16,54	8,18	20,79	21,66	22,96	23,39	24,08
0,55	9,73	2,89	17,62	9,20	2 ,57	22,36	23,55	23,95	24,58
0,60	10,77	3,66	18,01	9,45	2 ,62	22,35	23,44	23,81	24,40
0,65	11,04	13,71	7,72	9,06	2 ,06	21.73	22,74	23,09	23,64
0,70	10,71	13, 9	6,92	8,16	20,02	20,64	21,58	21,90	22,42
0,75	9,63	1 ,94	5,42	6,58	18,32	18,90	20,78	20,08	20,58

Tabelle 36.

Absolute Temperatur	$\frac{c_2}{T}$	10 + Log J			Logarithmus des Licht-
		Graphisch ermittelt	$15{,}56-0{,}92\left(\frac{c_2}{T}\right)^{0{,}93}$	Differenz III—IV	
I	II	III	IV	V	
729°	20	0,641	0,670	– 0,029	– 8
911	16	3,437	3,429	+ 0,008	– 7
1458	10	7,729	7,707	– 0,022	– 4
1823	8	9,197	9,196	+ 0,001	– 3
2916	5	11,450	11,447	– 0,003	– 1
3645	4	12,220	12,220	± 0	– 1
5832	2,5	13,403	13,393	– 0,010	– 0
7290	2	13,807	13,815	– 0,008	– 0
11664	1,25	14,428	14,461	– 0,033	– 0
14580	1	14,64	14,668	– 0,028	– 1

Tabelle 37.
Helligkeit in H. K. von 1 mm² des schwarzen Körpers.

$T_{abs.}$	beob. (*: LUMMER-PRINGSHEIM, die übrigen: NERNST)	ber. nach HERTZSPRUNG	ber. nach WIEN-RASCH
729		$4{,}7 \cdot 10^{-10}$	
800		$7{,}5 \cdot 10^{-9}$	$1{,}2 \cdot 10^{-9}$
911		$2{,}7 \cdot 10^{-7}$	
1000		$2{,}8 \cdot 10^{-6}$	$9{,}6 \cdot 10^{-7}$
1449	$4{,}2 \cdot 10^{-3}$*	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	
1458		$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	
1500		$8{,}6 \cdot 10^{-3}$	$7{,}2 \cdot 10^{-3}$
1596	$2{,}4 \cdot 10^{-2}$	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	
1597	$2{,}2 \cdot 10^{-2}$*	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	
1693	$5{,}3 \cdot 10^{-2}$	$5{,}6 \cdot 10^{-2}$	
1708	$6{,}4 \cdot 10^{-2}$*	$6{,}3 \cdot 10^{-2}$	
1823		0,16	
2000		0,53	0,63
2013	0,52	0,57	
2027	0,66	0,63	
2077	0,81	0,84	
2097	1,00	0,94	
2101	1,11	0,95	1,20
2182	1,80	1,51	
2245	2,25	2,09	
2284	2,50	2,52	
2290	2,72	2,60	
2916		28	
3000		36	54
3645		166	
4000		314	505
5832		2470	
6000		2860	4710
7290		6530	
11664		28900	
14580		46600	

Auf Grund seiner Beobachtungen bezw. Berechnungen gibt W. NERNST folgende Zusammenstellung:

J (H.K.) pro mm² . .	0,005	0,01	0,05	0,1	0,5	1,0	2,0
$T_{abs.}$	1464	1524	1685	1764	1982	2092	2217
J	4,0	6,0	8,0	10,0	12,0	15,0	20,0
T	2357	2446	2516	2571	2619	2680	2763

In der Tab. 36 sind die von EJNAR HERTZSPRUNG graphisch ermittelten bzw. nach der Gl. 2 berechneten log J-Werte (+ 10), sowie der log $\frac{J}{\Sigma}$ (S. 138) verzeichnet.

Bei der großen Wichtigkeit, welche die Helligkeitsverhältnisse des schwarzen Körpers für Temperaturmessungen (optische Pyrometrie) haben, wollen wir in Tab. 37 die von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM (S. 41) sowie von W. NERNST[1] beobachteten Helligkeitswerte pro 1 mm² mit den nach der HERTZSPRUNGschen bzw. nach der WIEN-RASCHschen Formel berechneten Zahlen vergleichen. Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist befriedigend. Die WIEN-RASCHsche Formel, die eigentlich nur innerhalb des Gültigkeitsbereiches der WIENschen Gleichung angewendet werden darf, liefert bei den hohen Temperaturen größere Helligkeitswerte als die zuverlässigere von HERTZSPRUNG.

[1] Phys. Z. 7, 380, 1906. J. D. MAKENZIE (El. World 49, 1114, 1907) findet folgende Flächenhelligkeiten (HK pro mm²): Paraffinkerze 0,005; Hg-Lampen 0,01; Auerlampe 0,05; Azetylenlampe 0,15; C-Fadenglühlampe 0,40; Metallfadenlampe 0,80; Nernstlampe 1,50.

Wegen des außerordentlich schnellen Ansteigens der Gesamthelligkeit mit der Temperatur ist die Genauigkeit der auf optisch-pyrometrischem Wege ausgeführten Temperaturmessungen eine recht große. Aus dem gleichen Grund wäre dagegen die Verwendung des schwarzen Körpers als Lichteinheit in Anbetracht der Schwierigkeit, die Temperatur während der Beobachtungsdauer völlig konstant zu halten und genau zu messen, sehr beschwerlich.

Zur praktischen Ausführung der optischen Temperaturmessung, die bereits auf S. 42 u. a. geprüft war, mögen hier noch einige Worte Platz finden. Die Fig. 82 zeigt eine von W. NERNST und H. VON WARTENBERG[1] benutzte Anordnung

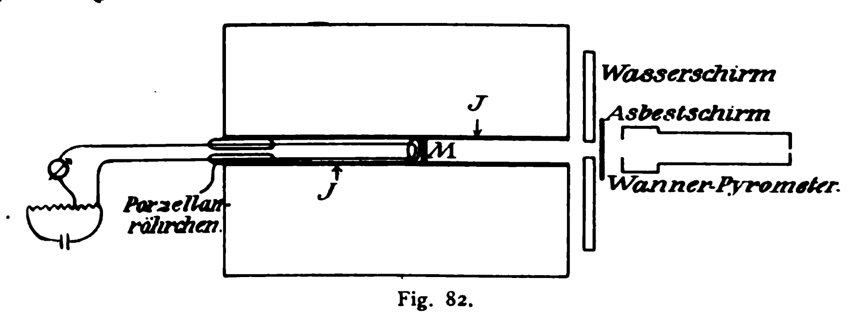


Fig. 82.

eines elektrisch geglühten Iridiumofens nebst Vorrichtung zur optischen Pyrometrie. J ist der Iridiumofen (20 cm Länge, 2 cm Weite); innerhalb desselben befindet sich ein dünnes, mit Eisenoxyd geschwärztes Plättchen aus Magnesia, M. Dieses wird mittels des optischen Pyrometers (eventuell unter Einfügung absorbierender Gläser) anvisiert; es kann unter den vorliegenden Bedingungen ohne Frage als schwarzer Körper angesehen und seine Temperatur direkt gleich der nach S. 39 ermittelten gesetzt werden. Die in der Fig. 82 gezeichnete Stromzuführung diente zum elektrischen Schmelzen von Gold, Platin etc. NERNST und WARTENBERG haben eine eingehende Prüfung der Leistung des WANNERschen Pyrometers gegeben, auf die besonders hingewiesen sei. W. NERNST[2] hat ferner kürzlich eine schon auf S. 42 erwähnte Modifikation der HOLBORN-KURLBAUMschen optisch-pyrometrischen Methode ausführlich beschrieben. Als schwarzen Körper benutzte er einen einseitig geschlossenen, mit Manganoxyd geschwärzten Zylinder, der sich in einem elektrisch geheizten Iridiumofen befand; zur Bestimmung der Lichtemission wurden Glühkörper von genau gemessenen Dimensionen verwendet, die für niedere Temperaturen aus Tonoxyd und Platinschwamm hergestellt waren; für höhere Temperaturen wurden elektrolytische Glühstifte von ca. 1 mm Durchmesser bei Unterbelastung benutzt. Die Abhängigkeit der Lichtstärke von 1 mm² von der Stromstärke war für einen Stift von 1,08 mm Durchmesser folgende:

i (Ampère) . .	0,45	0,50	0,60	0,75	1,00
J (HK.) . . .	0,66	1,00	1,46	2,54	4,83

Die Hefnerlampe. Die Strahlungsverhältnisse der Hefnerlampe wurden bereits auf S. 61 besprochen. Für viele Untersuchungen ist es von Wichtigkeit zu wissen, ob die Flamme dieser Lampe als »schwarz« bzw. »grau« angesehen werden darf. Für das sichtbare Gebiet können wir die Frage in folgender Weise entscheiden. Entsprechend der Beziehung (vgl. S. 39)

$$\frac{S\lambda}{S} = \frac{J\lambda}{J'\lambda}.$$

[1] Ber. Deutsch. Phys. Ges. 8, 48, 1906. Vgl. auch C. W. WAIDNER und G. K. BURGESS, Bull. Bur. Stand. Washington, 3, 1907. L. HOLBORN u. S. VALENTINER, D. A. 22, 1, 1907. C. E. MENDENHALL u. L. R. INGERSOLL, Phys. Rev. 25, 1, 1907. — [2] l. c., S. 163. S. auch [illegible], Z. phys. Ch. 52, 327, 1905.

dividieren wir die Verhältniszahlen der Energieverteilung im Sonnenspektrum (aus Langleys Werten S. 158 interpoliert) durch die relativen spektralen Helligkeitsquotienten $\frac{J\,(\text{Sonne})\;\lambda}{J'\,(\text{Hefnerl.})\;\lambda} : \frac{J\,(\text{Sonne})\;0{,}59\,\mu}{J'\,(\text{Hefnerl.})\;0{,}59\,\mu}$ (nach E. Köttgen, S. 195); dadurch erhalten wir die in Tab. 38, Kol. IV bzw. Va verzeichneten $S'\lambda$-Werte der Hefnerlampe; diese stimmen ziemlich mit den nach der Wienschen Formel mit $\frac{c_2}{T} = 7{,}8$ (vgl. S. 62) berechneten Zahlen (Kol. Vb) überein; die Hefnerlampe strahlt also im sichtbaren Gebiet annähernd als »schwarzer« oder als »grauer« Körper.[1]

Im Ultrarot besitzt diese Lichtquelle dagegen eine erheblich selektive Emission; die feinen Kohlenstoffpartikelchen sind nämlich für längere Wellenlängen in höherem Grade durchlässig als für kürzere (vgl. S. 42 u. 45). Kürzlich hat R. Ladenburg[2] diese Verhältnisse untersucht und gefunden, daß die (mit Quarzprismen und Galvanometer gemessene) Energieverteilung im Hefnerflammenspektrum der Kurve *I* in Fig. 83 entspricht; die spektrale Absorption wird durch Kurve *II* veranschaulicht; dividiert man die Ordinaten der Kurve *I*, nachdem man die H^2O-Dampf- und CO^2-Absorptionsbanden überbrückt hat, durch die entsprechenden Ordinatenwerte der Kurve *II*, so resultiert die Energiekurve *III*, nämlich diejenige des schwarzen Körpers von der Temperatur der Kohlenstoffteilchen.

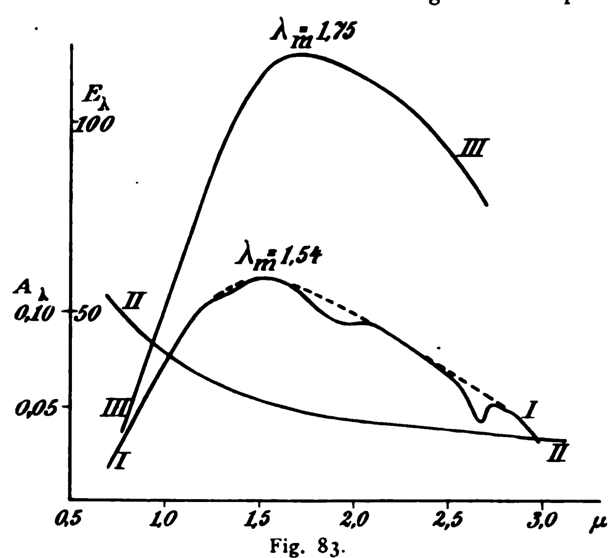


Fig. 83.

Aus $\lambda_m = 1{,}75$ folgt $\frac{c_2}{T} = 8{,}7$, $T = 1680^0$ abs.; der ohne Korrektur auf Absorption bestimmte λ_m-Wert $1{,}54\,\mu$ würde eine zu hohe Temperatur ergeben. Auch aus den von K. Ångström (S. 62) und von Ejnar Hertzsprung[3] für das sichtbare Gebiet ermittelten $\frac{c_2}{T}$-Werten 7,85 bzw. 7,5 berechnen sich zu hohe Temperaturen, weil diese Zahlen ebenfalls ohne Berücksichtigung der Absorptions- (bzw. Reflexions-) Verhältnisse der Flamme erhalten wurden. Die Feststellung derartiger unkorrigierter $\frac{c_2}{T}$-Werte ist aber keineswegs wertlos, denn diese Größe fixiert die Form der Energiekurve für das betreffende Spektralgebiet, sie charakterisiert die »Qualität der Strahlung« für dasselbe, und man kann (wenn sich ein befriedigender $\frac{c_2}{T}$-Wert ergeben hat) für relative Messungen den Strahler für die betreffende Region als schwarzen Körper betrachten. So darf man beispielsweise durch spektrophotometrischen Vergleich zwischen Hefnerlampe und einer anderen Lichtquelle deren Energiekurve für das sichtbare Gebiet ermitteln (vgl. oben), indem man die sichtbare Strahlung der Hefnerlampe als »schwarz« mit der Kon-

1 Vgl. auch F. Leder, D. A. 24, 305, 1907. — 2 Phys. Z. 7, 697, 1906. — 3 Phys. Z. 5, 34, 639, 1904; siehe dazu O. Tumlirz, ebenda, S. 156; K. Ångström, ebenda, S. 456.

[illegible] ...setzt, und es wäre natürlich falsch, den auf die Absorption [illegible] zu Grunde zu legen (vgl. Kol. V^c in Tab. 38).

[illegible] T die wahre Temperatur eines Strahlers, so folgt [illegible] und dem WIENschen Gesetz

$$\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_s}} \cdot A} = \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}},$$

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_s} + \frac{\lambda}{c_2} \ln A \qquad (3)$$

[illegible] ...optisch-pyrometrische Messung erhielt R. LADENBURG unter [illegible] Gleichung für die Hefnerlampe $T = 1694^0$ und unter Berück[illegible] 1704⁰ abs., was mit dem oben angegebenen Wert gut [illegible]

[illegible] Weise findet R. LADENBURG für die Azetylenflamme λ_m [illegible] λ_m (korr.) $= 1{,}39$, $T = 2111^0$. An der Hand dieser, für die [illegible] die Azetylenlampe ermittelten Daten wollen wir die auf S. 45 be[illegible]methode prüfen. Wie die folgende Zusammenstellung zeigt, [illegible] dem Platinwert $\lambda_m T = 2630$ aus λ_m (unkorr.) berechneten Tem[illegible] richtig; dagegen muß natürlich der $\lambda_m T$-Wert 2282, da er auf [illegible] STEWART für die Azetylenflamme ermittelten Energiemaximum bei [illegible] und der NICHOLSschen thermoelektrischen Temperaturmessung der[illegible] zu tiefe Temperaturen liefern.

	T (abs.) Nach R. LADENBURG	ber. aus $\lambda_m T$		
		= 2940	= 2630	(= 2282)
[illegible]lampe . . .	1704	1909	1708	(1482)
[illegible]flamme . . .	2111	2430	2174	—

[illegible] und 46 verzeichneten λ_m-Werte von G. STEWART sind wohl [illegible] deuten sowohl die im vorstehenden besprochenen Messungen [illegible] wie auch die S. 46 verzeichneten Angaben von O. LUMMER [illegible]

Tabelle 38.

[illegible]	III [illegible] $J_{(\mathrm{Son.})0,59\mu}$: $J_{(\mathrm{Hfl.})0,59\mu}$ nach E. KÖTTGEN	IV II : III	V Energie im Hefnerlampenspektrum aus IV durch Multiplikation mit $\frac{3{,}7^*}{622}$ a)	nach der WIENschen Formel berechnet mit $\frac{c_2}{T} = 7{,}8$ b)	$\frac{c_2}{T} = 8{,}7$ c)
[illegible]	19,18	18,1	0,12	0,13	**0,074**
[illegible]	8,65	56,9	0,35	0,39	**0,26**
[illegible]	5,56	98,6	0,60	0,62	**0,46**
[illegible]	3,68	160	0,95	1,0	**0,76**
[illegible]	2,54	238	1,4	1,4	**1,2**
[illegible]	1,87	329	2,0	2,0	**1,7**
[illegible]	1,34	462	2,8	2,8	**2,9**
[illegible]	1	622	3,7	3,7	**3,7**
[illegible]	0,787	783	4,7	4,9	**5,0**
[illegible]	0,604	1020	6,1	6,2	**6,7**
[illegible]	0,449	1340	8,0	7,8	**8,9**
[illegible]	0,357	1650	9,9	9,0	**11,5**
[illegible]	0,306	1850	11,1	11,8	**14,5**

* [illegible] Hefnerlampe für $\lambda = 0{,}59\ \mu$ wurde in Va—c gleich 3,7 gesetzt.

Lampen für künstliche Beleuchtung.

I. Kerzen-, Öl-, Petroleumlicht.

Wesentliche, im früheren noch nicht erwähnte hierhergehörige Untersuchungen über diese Beleuchtungsarten liegen kaum vor. Über das Emissionsvermögen der Kohle in leuchtenden Flammen siehe A. AMERIO, N. Cim. **12**, 163, 1906; ferner S. 164f. Über die Theorie und Konstruktion der Petroleumlampen sehe man das Werk von J. STEPANOFF.[1]

II. Gaslicht (BECHER 1682, bes. MURDOCH 1792).

Bei der Gasbeleuchtung finden folgende Gasgemische Verwendung:

1. Steinkohlengas. 2. Ölgas (Vergasung mineralischer und fetter Öle bei 900° C.). 3. Holzgas (trockne Destillation von Holz bei 700° C.). 4. Torfgas (trockne Destillation von Torf). 5. Wassergas (Einwirkung von Wasserdampf auf glühende Kohle). 6. Luftgas (Mischung von Luft mit Dämpfen leicht flüchtiger Kohlenwasserstoffe; z. B. Aerogengas = Luft + Solindämpfe).[2]

Die ohne genügende Sauerstoffzufuhr brennenden kohlenwasserstoffreichen Gemische besitzen eine leuchtende Flamme infolge Abscheidung kleiner glühender Kohlepartikelchen; die kohlewasserstoffarmen bzw. -freien Gase können durch Zusatz von schweren Kohlenwasserstoffen oder dergl. »karburiert« werden (FARADAY). Umgekehrt lassen sich die leuchtenden Flammen durch genügende Sauerstoffzufuhr »entleuchten« (Bunsenbrenner). Die entleuchteten Flammen finden Verwendung zum Erhitzen der Glühkörper bei Drummond-, Zirkon- und besonders bei Auerlicht.

Über den Einfluß von Zusätzen zum Leuchtgas gibt folgende von H. BUNTE[2] mitgeteilte Tabelle Aufschluß.[3]

Gasmischung	Schnittbrenner Konsum: 150 l pro Stde.		Auerbrenner Konsum: 100 l pro Stde.	
	HK	Verhältnis zu 1	HK	Verhältnis zu 1
1. Reines Leuchtgas	15	1,00	70	1,00
2. „ „ mit 20 % Wasserstoff	7,3	0,49	70	1,00
3. „ „ „ 20 % Methan	12,5	0,83	61	0,88
4. „ „ „ 25 % Aethylen	40,0	2,66	95	1,36
5. „ „ „ 20 % Kohlenoxyd	2,8	0,19	59	0,85
6. „ „ „ 20 % Wassergas	3,1	0,21	73	1,05
7. „ „ „ Benzol karburiert	25,0	1,67	75	1,08
8. „ „ „ Paraffinöl dekarburiert	4,2	0,28	65	0,93

Gasglühlicht (AUER VON WELSBACH 1884). Den Ausgangspunkt für AUERS Erfindung des Glühstrumpfes bilden die Untersuchungen von J. BAHR und R. BUNSEN[4] über das eigenartige Emissionsvermögen gewisser seltener Erden, speziell des Erbiumoxyds. Bei der Erweiterung dieser Studien versuchte AUER mit Erfolg, Baumwollengewebe mit Salzen der seltenen Erden zu tränken und durch Veraschen des organischen Substrats einen zusammenhängenden Oxydkörper zu erhalten. Zahlreiche systematische Versuche mit den verschiedensten Oxyden in variablen Mischungsverhältnissen lehrten AUER, daß ein Glühkörper aus 99,1 % Thoroxyd (ThO_2) und 0,9 % Cerioxyd (CeO_2)[5] das stärkste Emissionsvermögen

1 Grundlagen der Lampentheorie, Stuttgart, F. Enke, 1906. Man sehe auch die sehr bemerkenswerten Ausführungen über die Vermeidung von Explosionen durch geeignete Lampenkonstruktion von M. DENNSTEDT, Chem. Z. 1906, 541. — 2 Vgl. z. B. E. SCHILLINGS Kalender für den Gas- u. Wasserfachtechniker (München, R. Oldenbourg), 1906. — 3 Über die Photometrie des Leuchtgases siehe die „Vorschriften für das Phot. d. L. etc.“, herausg. vom Deutschen Verein von Gas- und Wasserfachmännern, 2. Aufl. München, Oldenbourg, 1905. — 4 Liebigs Annalen **135**, 376, 1865. — 5 Im Auergewebe ist nicht Cerooxyd Ce_2O_3 enthalten, wie oft angegeben wird; dieses Oxyd geht bei höheren Temperaturen in CeO_2 über.

... G. P. DROSSBACH[1] sind die Versuche eingehend ... werden durch Fig. 84 veranschaulicht.[2] ... Zusammenstellung seiner photometrischen

...gemisch ...	Thoroxyd weiß	Ceroxyd rot
...6	232	208
4,70	4,66	5,23
...75	6,77	1,07
...67	2,92	0,51

... auch entsprechen den Bedingungen für

... Oxyde ist von V. B. LEWES, MAC KEAN ... genannte Forscher erhielt bei einem Gas... 25 mm Wassersäule Gasüberdruck für Glüh... ende Werte:

HK.	Farbe
31,6	weiß
28,3	gelblichweiß
15,4	weiß
5,0	rötlich

... noch schwächer als Ceroxyd.

... Verhaltens des Auergemisches sind zahl... denen hier nur die wichtigsten erwähnt werden können. E. L. NICHOLS u. a. haben das hohe Leuchtvermögen des Auerstrumpfes auf allaktine Strahlung zurückführen wollen, weil man damals die Temperatur der Bunsenflamme auf Grund der Messungen von F. ROSETTI, F. E. ROGERS etc. zu niedrig, nämlich auf ca. 1300° C. schätzte; bei dieser Temperatur wäre allerdings eine rein thermaktine Emission solcher Farbe und Leuchtkraft nicht möglich gewesen (vgl. z. B. S. 78). Durch die Bestimmungen von MAC CRAE, W. J. WAGGENER und besonders von CH. FERY[5] ist die Maximaltemperatur der Bunsenflamme im äußeren Mantel zu 1870° C. ermittelt worden. Damit entfällt die Notwendigkeit der Annahme von Lumineszenz.[6]

... 1,2 % CeO_2

[1] Das Mischungs-Optimum scheint aber noch von ... beeinflußt zu werden; vgl. H. W. FISCHER, Der ... (Heft 4), S. 153, 1909. Nach R. J. MEYER und A. AN... 1907) ist es wahrscheinlich, daß CeO_2 in ThO_2 ... — [3] ... Gasbel. 1904, 21; 40; 75; 90. — [4] Vgl. ... Veit & Co., 1905, S. 70; ferner J. HOFMANN, Über ... 1904). — [5] Zit. bei H. KAYSER, D. A. **18**, 725, 1905. ... über das Nichtvorhandensein allaktiner Strahlung an ...

C. Killing[1] hatte beobachtet, daß fein verteilte Oxyde der seltenen Erdmetalle, ähnlich wie Platinmohr, die Vereinigung von Gasen katalytisch zu beschleunigen vermögen. Dieser Forscher, sowie H. Bunte[2] suchten im Anschluß an jene Feststellung das Verhalten des Auergemisches folgendermaßen zu erklären: Das Ceroxyd sei ein Katalysator für die Vereinigung des Leuchtgases mit dem Sauerstoff; es beschleunige auch noch bei der hohen Temperatur der Bunsenflamme die Verbrennung und erzeuge so in seiner Nähe eine Temperaturerhöhung (um ca. 300°). Das Thoroxyd diene als fein verteilter Träger für den Katalysator und dieser dürfe nur in geringer, aber doch die ganze Gasmasse beeinflussender Menge vorhanden sein. Diese Erklärung war einerseits, wie schon gesagt, durch den von C. Killing erbrachten Nachweis der katalytischen Wirkung der seltenen Erden veranlaßt; diese läßt sich nach C. Killing, H. Luggin u. a. leicht demonstrieren, indem man einen Auerstrumpf zum schwachen Glühen bringt und dann in ein Luftsauerstoff-Gemisch hängt; er glüht in diesem weiter und vermag es unter günstigen Umständen zur Entzündung zu bringen. Das unzweifelhaft vorhandene katalytische Vermögen des Auergemisches[3] braucht jedoch mit seinem Emissionsverhalten nicht in Beziehung zu stehen. (Siehe unten die Ergebnisse von F. Haber.) Andererseits war jene Auffassung durch Buntes Versuche über das Strahlungsvermögen des Glühkörpers gestützt worden, welche ergeben hatten, daß dieser kein besseres Emissionsvermögen besäße, als die reinen Oxyde etc.; gegen diese Versuche wurde aber mit Recht der Einwand erhoben, daß sie — ebenso wie es von J. W. Draper u. a. geschehen war (S. 76) — in einem fast geschlossenen, also nahezu »schwarzen« Hohlraum ausgeführt wurden.

Da die Killing-Buntesche Theorie bis auf den heutigen Tag entschiedene Anhänger besitzt, trotzdem sie von Bunte und kürzlich auch von Killing[4] selbst verlassen worden ist, und wir eine andere befriedigende Erklärung für das Auerphänomen haben, mussen wir an dieser Stelle weiter auf jene eingehen. Dabei handelt es sich um die Feststellung folgender Fragen: 1. Ist der Auerstrumpf heißer, als die ihn umspülende Bunsenflamme? 2. Kann die katalytische Wirkung des Ceroxyds eine erhebliche Temperatursteigerung zur Folge haben? 3. Ist das hohe Emissionsvermögen des Auerstrumpfs an den Verbrennungsvorgang gebunden?

Die erste Frage ist u. a. von V. B. Lewes[5] bejaht worden auf Grund seiner Messungen, welcher nachstehend verzeichnet sind:

Zusammensetzung des Strumpfes					
	Thoroxyd	99,9 %	99,0 %	90 %	—
	Ceroxyd	0,1 %	1,0 %	10 %	100 %
I. Temperatur des Strumpfes 6 mm über dem Brennerrand		1610° C.	1570° C.	1335° C.	1125° C.
II. Temperatur der Flamme 1 mm vom Strumpf an der nämlichen Stelle wie I.		1590° C.	1560° C.	1350° C.	1130° C.
III. Mittlere Temperatur des Strumpfes 52 mm über dem Brennerrand		1468° C.	1441° C.	1209° C.	1020° C.
IV. Mittlere Temperatur der Flamme an der nämlichen Stelle wie III.		1430° C.	1439° C.	1234° C.	1032° C.
V. Gesamtstrahlung mit der Thermosäule gemessen		140	152	218	234
VI. Lichtstärke pro 100 l/St.		13,6	80,0	13,2	—

Wenn also überhaupt der Auerstrumpf (und ebenso der Thorstrumpf) heißer sein sollte als die Bunsenflamme, so wäre die Temperaturdifferenz im allgemeinen, wie die vorstehenden Zahlen zeigen, gering; V. B. Lewes meint nun, daß man mit dem Thermoelement nur die mittleren Temperaturwerte der Auermasse bestimme, daß die fein verteilten Ceroxydpartikelchen jedoch sehr wohl eine wesentlich höhere Temperatur haben könnten.

---

[1] J. f. Gasbel. 1896, 697; 1903, 445. — [2] Ber. Deutsch. Chem. Ges. 31, 5, 1898. — [3] Vielleicht beruht seine katalytische Wirkung auf der intermediären Bildung des von R. J. Meyer und A. Anschütz (l. c., S. 168) erhaltenen CeO_3. — [4] J. f. Gasbel. 1907, 90. — [5] J. f. Gasbel. 1905, 160.

... haben durch optische Pyrometrie ...—1710° C. geschätzt: diese Zahlen ...en der Bunsenflammentemperatur durch ...deuten, daß der Glühkörper in Wirklich- ...nahmen sind durch Untersuchungen von H. BUNTE und P. EITNER[2] direkt bewiesen, welche durch die Fig. 85a und b veranschaulicht werden (die thermoelektrisch ermittelten Daten sind nicht bezüglich der Strahlung des Messinstrumentes korrigiert, also alle zu niedrig). Die neuesten Untersuchungen von H. RUBENS, die wir nachher noch eingehend besprechen werden, stehen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von H. BUNTE und P. EITNER, daß die Temperatur des Auerstrumpfes niedriger ist, als diejenige der Bunsenflamme.

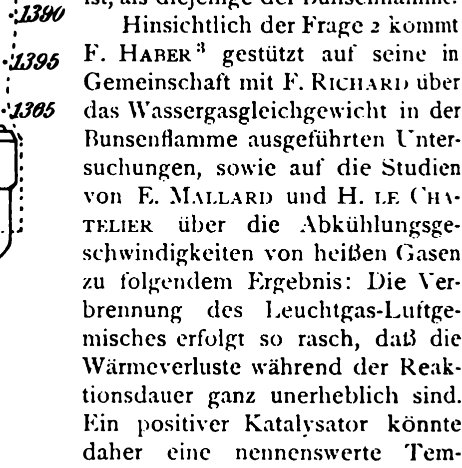


Fig. 85b.

Hinsichtlich der Frage 2 kommt F. HABER[3] gestützt auf seine in Gemeinschaft mit F. RICHARD über das Wassergasgleichgewicht in der Bunsenflamme ausgeführten Untersuchungen, sowie auf die Studien von E. MALLARD und H. LE CHATELIER über die Abkühlungsgeschwindigkeiten von heißen Gasen zu folgendem Ergebnis: Die Verbrennung des Leuchtgas-Luftgemisches erfolgt so rasch, daß die Wärmeverluste während der Reaktionsdauer ganz unerheblich sind. Ein positiver Katalysator könnte daher eine nennenswerte Tem- ...ken, der Einfluß eines katalytischen Vorganges auf ...es wäre also verschwindend klein.

... und 2 zu gebenden Antworten sind also verneinend ... Theorie des Auerphänomens als unhaltbar er- ... entscheidend im gleichen Sinn sind nun auch die zur ... ausgeführten Untersuchungen. H. LE CHATELIER und ... Nachweis erbracht, daß die intensive Strahlung des ... Verbrennungsprozeß geknüpft ist, denn das Leuchten ...tat auch in den heißen, aber völlig verbrannten Ab- ... BOSE[5] finden, daß ein elektrisch geglühter und ein ...ter Glühfaden bei gleicher Temperatur genau die ... liefern.[6]

... [2] J. f. Gasbel. 1904, 1011. — [3] J. f. Gasbel. 1904, 1143. ... 1900. — [6] H. THIELE findet das Auerphänomen auch beim ... in der Flamme, die sich über einem starken Funkenstrom ... betriebenen Induktoriums bildet. Da in dieser Flamme jedoch ... Crookes stattfindet, ist der THIELEsche Versuch nicht ganz ... Verteilung der Oxyde von größtem Einfluß auf die Emission

Da also Lumineszenz und Temperaturerhöhung der Flamme durch katalytische Wirkung ausgeschlossen sind, müssen wir fragen: Warum gibt die Auermasse eine so viel hellere Strahlung als andere Stoffe bezw. andere Gemische aus denselben Oxyden?

H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD[1] haben zunächst gezeigt, daß die Auermasse im Bunsenbrenner von vielen in Vergleich gezogenen Körpern die höchste Temperatur annimmt; die Versuche sind in der Weise ausgeführt worden, daß kleine Blättchen der zu prüfenden Substanz an der Lötstelle eines Thermoelementes befestigt und dieses stets an der nämlichen Stelle eines Bunsenbrenners erhitzt wurde. Die ermittelten Temperaturen der Lötstelle bezw. des Blättchens sind nachstehend unter I verzeichnet. Die Tabelle enthält ferner Angaben über die Helligkeitsverteilung im Spektrum der untersuchten Substanzen (die entsprechenden Werte für schmelzendes Platin wurden = 100 gesetzt) unter II.

	I	II		
	T(C.)	Helligkeit im Rot	Grün	Blau
Auermasse	1380	7,0	12,5	12,5
Thoroxyd	1290	1,45	1,4	0,3
Platin	1290	8,5	4,0	1,4
Lanthanoxyd	1250	4,00	3,1	1,8
Ceroxyd	1110	1,90	0,7	0,15
Eisenoxyd	1080	1,5	0,48	0,1
Uranoxyd	1070	0,30	0,25	0,05

Für die Auermasse wurden ferner die Helligkeitswerte dreier Spektralbezirke bei verschiedenen Temperaturen ermittelt (die Platinwerte wieder = 100 gesetzt):

T(C.)	Rot	Grün	Blau
1100	0,23	0,17	0,13
1300	1,90	3,10	2,00
1500	14	28	17
1700	35	78	40

Nun wurde die Auermasse im Bunsenbrenner erhitzt; dabei resultierten folgende Helligkeitswerte:

Rot	Grün	Blau
23	42	41

Aus diesen Daten läßt sich unter Benutzung der vorhergehenden Tabelle die mittlere Temperatur der Auermaße zu 1600—1700° C. schätzen.

Wie die angeführten Zahlen zeigen, nimmt das Emissionsvermögen der Auermasse nach Rot hin ab; H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD vermuten, daß die Strahlung auch im Ultrarot (wo sonst das Energiemaximum bei irdischen Lichtquellen liegt) relativ gering ist, und daß dieses Gemisch infolge der verhältnismäßig kleinen Wärmeabgabe in der Bunsenflamme eine weit höhere Temperatur annehmen könne, als andere Stoffe.

Zu ganz den nämlichen Ergebnissen gelangten W. NERNST und E. BOSE[2]. Sie verglichen spektrophotometrisch die Lichtstrahlung des Auerbrenners mit derjenigen verschieden belasteter Kohlefadenglühlampen und mit der Strahlung des Kraters der Bogenlampe. Ihre in der Fig. 99 S. 193 veranschaulichten Resultate liefern den exakten Beweis für die abnorm geringe Emission der Auermasse im langwelligen Gebiet und machen die Richtigkeit der von H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD gezogenen Schlüsse sehr wahrscheinlich. Dieser Auffassung schließt sich auch Ch. E. GUILLAUME[3] an.

---

ist, lassen Versuche von J. HOFMANN (Erlanger Dissertation 1904) erkennen. — Es sei noch erwähnt, daß nach C. KILLING (l. c. S. 169) der Auerstrumpf auch in der Chlor-Wasserstoff-Flamme intensiv leuchtet.

[1] l. c. — [2] Phys. Z. 1, 289, 1900. — [3] Revue des Sciences 12, 422, 1901.

Im Gegensatz zu H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD sind allerdings C. KILLING[1], sowie A. H. WHITE, H. RUSSEL und A. F. TRAVER[2] zu dem Ergebnis gelangt, daß der Auerstrumpf eine niedrigere Temperatur zeige als ein Korper aus reinem Thoroxyd.

Die Theorie, welche die letztgenannten Forscher aufstellen, können wir ebenso übergehen, wie eine von G. P. DROSSBACH[3] aufgestellte Resonanzhypothese. Daß H. LE CHATELIER und O. BOUDOUARD Recht haben, wird an der Hand der RUBENSschen Messungen gezeigt werden.

CH. FÉRY[4] hat bei einer Untersuchung über die Gültigkeit der Strahlungsgesetze an Kohle und an verschiedenen Oxyden auch das Auerproblem diskutiert. Er fand, daß die Oxyde des Zirkons, Lanthans, Cers und Thors bei gleicher Temperatur nicht nur verschieden stark strahlen, sondern daß auch sowohl ihre gesamte, wie auch ihre sichtbare Emission in der Oxydationsflamme eine andere ist als in der Reduktionsflamme (nicht nur die Intensität, sondern auch die Farbe des Lichtes ist verschieden; der Auerkörper soll in der Reduktionsflamme heller leuchten). CH. FÉRY zeigt auf folgende Weise, daß das Ceroxyd im sichtbaren (kurzwelligen) Gebiet annähernd »schwarz« ist: er projiziert ein Bogenlampenbild auf einem kalten und auf einem glühenden Ceroxyd-Strumpf und photographiert beide; das Bogenbild ist auf dem glühenden Strumpf weit weniger hell wie auf dem kalten; der Strumpf selbst ist bei beiden Aufnahmen kaum sichtbar.

Aus seinen Untersuchungen zieht CH. FÉRY den Schluß, daß das Thoroxyd ein schwaches Emissionsvermögen für ultrarote und für sichtbare Strahlen besitzt und sich infolgedessen in den Flammen außerordentlich hoch erhitzt; das Ceroxyd dagegen läßt sich, wenn es in größerer Menge in die Flamme gebracht wird, wegen seiner großen Gesamtstrahlung nicht auf eine so hohe Temperatur bringen; wird es jedoch in geringen Quantitäten fein verteilt auf Thoroxyd als Unterlage geglüht, so nimmt es dessen Temperatur an und gibt wegen seiner annähernd »schwarzen« Strahlung im sichtbaren Gebiet das intensive Licht. Die Beobachtungen FÉRYS über das verschiedene Verhalten der Oxyde in der Oxydations- bzw. Reduktionsflamme haben also mit seiner Erklärung nichts zu tun; sie wurden an dieser Stelle nur angeführt, weil sie noch nicht genügend aufgeklärt und von großem Interesse sind.

Daß die Erklärungen des Auerproblems von H. LE CHATELIER, W. NERNST, CH. FÉRY etc. im allgemeinen befriedigen, unterliegt keinem Zweifel. Doch muß es immerhin noch auffallend erscheinen, daß nur ein so eng begrenzter Gehalt an Ceroxyd, wie Fig. 84, S. 168 zeigt, statthaft ist. Um diese Erscheinung völlig verständlich zu machen, bedurfte es einer eingehenden spektrobolometrischen Untersuchung des Auerbrenners, und zwar einer genauen Ermittelung der Emissionskurve der Auermasse, des Ceroxydes, des Thoroxydes und der Bunsenflamme. Diese Aufgabe ist in neuester Zeit durch H. RUBENS[5] eingehend bearbeitet worden. Wegen der großen Bedeutung, welche diese Arbeit nicht nur für das Auerproblem, sondern überhaupt für die Methodik der Untersuchung von Lichtquellen hat, muß sie hier ausführlich besprochen werden.

H. RUBENS ermittelte zunächst die »schwarze« Temperatur des Auerstrumpfes mittels des HOLBORN-KURLBAUMschen optischen Pyrometers (S. 56) für das rote und das blaue Spektralgebiet; dabei wurde möglichst der Strumpfrand anvisiert, um eine nicht durch Öffnungen unterbrochene Fläche zu betrachten; die beiden Messungen ergaben einen Unterschied von ca. 200°.

Nunmehr wurden vier Auerbrenner um den zuerst untersuchten Glühkörper möglichst dicht angeordnet, so daß die von ihnen ausgehende Strahlung zum Teil auf die beobachtete Stelle des mittleren Strumpfes traf, von dort teilweise

[1] J. f. Gasbel. 1903, 445. — [2] J. f. Gasbel. 1903, 787, 974. — [3] J. f. Gasbel. 1901, [illegible] — [4] C. R. 134, 977, 1902. Ann. chim. phys. (7) 27, 433, 1902. J. de Phys. (4) 2, [illegible], 1903. — [5] [illegible] A. 18, 725, 1905; 20, 593, 1906. Phys. Z. 7, 186, 1906.

lektiert wurde und so den Glühkörper »schwärzte«. (Fig. 86.) Die schwarze :mperatur war im Rot gestiegen, hatte sich dagegen im Blau nicht geändert. tzt gelangte die von F. PASCHEN[1] zur »Schwärzung« benutzte Methode zur Anendung: der Brenner wurde im Mittelpunkt einer kugelförmigen, innen verlberten Glasglocke aufgestellt; durch eine kleine kreisförmige Öffnung von 1 cm urchmesser ließ sich der Strumpfrand anvisieren. Daß der Strumpf — wenigstens ir das langwellige sichtbare Spektralgebiet — wesentlich geschwärzt war, konnte las unbewaffnete Auge schon an der Änderung der Farbe des Lichtes erkennen. 3anz vollkommen kann natürlich die Schwärzung ucht sein, da die Glocke einige Öffnungen hat und lasReflexionsvermögen des Silberspiegels nur 0,91 —0,94 ist; auch befanden sich im Innern der Glocke einige nichtleuchtende absorbierende Gegenstände (Teile des Brenners); eine weitere Fehlerquelle (die im entgegengesetzten Sinne wirkt) ist der Umstand, daß der Glühkörper durch den von seiten der Glocke auf ihn zurückgeworfenen Teil der Strahlung (bes. der ultraroten) eine Temperatursteigerung erfährt. Die Resultate der optischen Pyrometrie waren folgende:

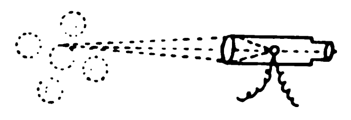


Fig. 86.

	λ	t (C°) ohne Glocke I	II	mit Glocke I	II
Blau	0,470	1555	1558	1573	1578
Rot	0,650	1340	1343	1440	1437

Aus diesen Zahlen geht deutlich hervor, das der Auerkörper für das blaue Spektralgebiet tatsächlich annähernd schwarz ist.

Als mittlere Temperatur des Glühstrumpfes nimmt H. RUBENS 1800° abs. = 1527° C. an; daß dies statthaft ist, geht auch daraus hervor, daß bei der Messung der Emission des Auerkörpers zwischen 0,45—18 μ und bei 24 und 51 μ (Flußspat- und Steinsalz-Reststrahlen, S. 21) die erhaltene Energiekurve in sämtlichen Gebieten unterhalb derjenigen des schwarzen Körpers von 1800° abs. liegt, was kaum der Fall sein würde, wenn die Strumpftemperatur zu niedrig angenommen wäre. Zu hoch kann sie andererseits nicht sein, weil das optische Pyrometer »schwarze«, also Minimaltemperaturen angibt.

Vor einigen Jahren hatte S. P. LANGLEY[2] die Energiekurve des Petroleumglühlichts mit Hilfe eines Spektrobolographen aufgenommen und dabei gefunden, daß die Emissionsmaxima des Wasserdampfs und des Kohlendioxyds deutlich hervortreten. Will man das Verhalten des Auerstrumpfs selbst kennen lernen, so muß man ihn also entweder ohne Flamme auf 1527° C. erhitzen, was seine Schwierigkeiten haben würde, oder man muß zunächst die Kurve der Flamme, sowie diejenige für Flamme und Strumpf aufnehmen und durch einen Kunstgriff aus beiden die spektrale Energieverteilung für die Auermasse ermitteln. Das ist H. RUBENS gelungen. Seine Messungen hat er mittels eines Hohlspiegel-Spektrometers (S. 20) und der linearen Thermosäule (S. 16) ausgeführt. Bis zur Wellenlänge $\lambda = 8\ \mu$ wurde ein Fluoritprisma, von 8—18 μ ein solches aus Sylvin benutzt. Die direkt aufgenommenen Kurven wurden auf das normale Spektrum reduziert (S. 228), die Absorptionsverluste in dem Prisma berücksichtigt und die beiden Teilkurven aneinandergefügt. Bei den Beobachtungen im sichtbaren Gebiet wurde die diffuse ultrarote Strahlung durch Einschalten einer 1 cm dicken Wasserschicht beseitigt.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Fig. 87 veranschaulicht. a ist die Energiekurve für das Spektrum eines normalen Auerbrenners mit Degeastrumpf; der zentrale Tragstift war, um seine ziemlich große Emission auszu-

---

[1] W. A. **60**, 719, 1897. — [2] Ann. of the Astrophys. Observ. **1**, 240, 1900.

schließen, durch eine seitlich eingreifende Haltvorrichtung ersetzt; *b* ist die Kurve der nackten Flamme, welche völlig von der ersteren umhüllt wird. Ein durch einen Fe_2O_3-Überzug »entleuchteter« Strumpf — er wurde nach dem Abbrennen in Tinte getaucht und darauf geglüht — gab im normalen Auerbrenner die durch Kurve *c* dargestellte Energieverteilung; *c* umhüllt, was bemerkenswert ist, *a* keineswegs vollständig. Da in dem Spektralgebiet zwischen $\lambda = 2\,\mu$ und $\lambda = 5\,\mu$, in welchem die Emissionsmaxima des Wasserdampfes und des Kohlendioxyds liegen, der Auerbrenner fast das Spektrum der nackten Flamme liefert, zieht H. RUBENS den Schluß, daß die Strahlung des Strumpfes in dieser Region gegenüber derjenigen der Flamme sehr gering ist, und daß ferner die glühende Strumpfmasse für die Strahlung der Flamme durchlässig ist. Diese Auffassung wird durch die Lage der Kurve *c* bestätigt; der entleuchtete Strumpf besitzt trotz seiner tieferen Temperatur (er erhitzt sich nur bis zu heller Rotglut, optisch-pyrometrisch wurde $t = 1050$—1100^0 C. gefunden) ein höheres Emissionsvermögen und dement-

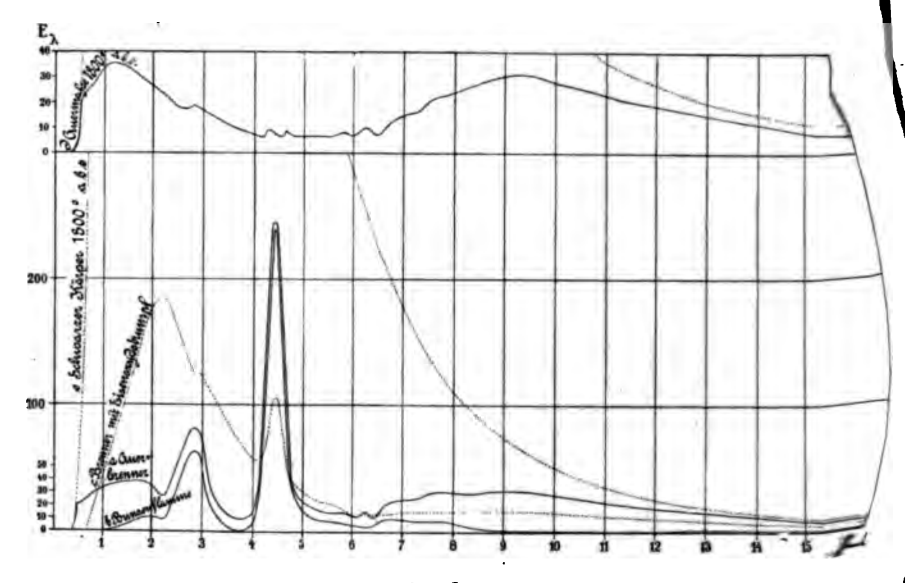


Fig. 87.

sprechend ein größeres Absorptionsvermögen, als der gewöhnliche Auerstrumpf; deshalb läßt er nur einen kleinen Teil der Flammenstrahlung hindurch — wahrscheinlich lediglich durch die Maschen.

Die Durchlässigkeit der glühenden Auermasse für die Strahlung der Bunsenflamme gestattet durch Differenzbildung der Ordinaten von *a* und *b* die Kurve für den Strumpf allein zu ermitteln, welche in *d* (für das ganze Spektrum in dieser Weise konstruiert) dargestellt ist; der Deutlichkeit wegen wurde der Ordinatenmaßstab verdoppelt.

H. RUBENS stellte nunmehr fest, daß ein absolut schwarzer Körper von 1800^0 abs. pro Flächeneinheit 26 mal so stark als der Auerbrenner, 29 mal so stark als die nackte Flamme und 42 mal so stark als der Glühstrumpf allein strahlt. Da sich ferner durch Vergleich der Strahlung von 1 oder von 2 bis 4 hintereinandergestellten Auerbrennern bei $\lambda = 1\,\mu$, wo die Emission der Flamme gegenüber derjenigen des Strumpfes vernachlässigt werden kann, sowie durch Untersuchung der Schattenbildung durch den Strumpf ergab, daß die Flächeneinheit des Strumpfes 0,78 mal soviel emittiert, wie die gleich große Fläche eines völlig dichten Gewebes, so folgt, daß das Verhältnis der Gesamtemission des

schwarzen Körpers und der Auermasse pro Flächeneinheit $42 \times 0{,}78 = 33{,}2$ ist. Um nun die Energiekurven für den schwarzen Körper und für die Auermasse im richtigen Maßstab übereinander zu zeichnen, muß man dafür sorgen, daß die umschlossenen Flächen im Verhältnis $33{,}2:1$ stehen. Da die Form der Isotherme für den schwarzen Körper durch die PLANCKsche Formel gegeben wird, ist die Aufgabe eindeutig bestimmt; das Ordinatenverhältnis für die Kurve des schwarzen Körpers (*c* in Fig. 87) und diejenige der Auermasse *d* liefert die Kurve für das spektrale Absorptionsvermögen

$$A_\lambda = \frac{E_\lambda}{S_\lambda}$$

der letzteren, welche in Fig. 88 dargestellt ist.

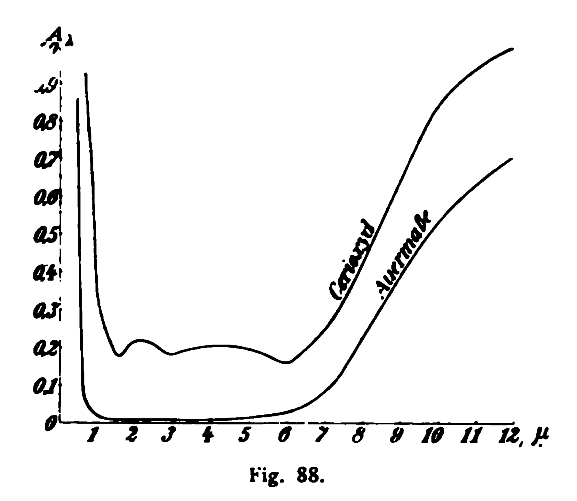


Fig. 88.

Durch diese Versuche ist das für die Lichterzeugung durch Gas-, Petroleum- und Spiritusglühlicht so hochwichtige geringe Emissionsvermögen des Auerstrumpfes für langwellige Strahlen zwischen 1 und 5 μ, und damit die von H. LE CHATELIER etc. angebahnte Erklärung des Auerproblems exakt bewiesen.

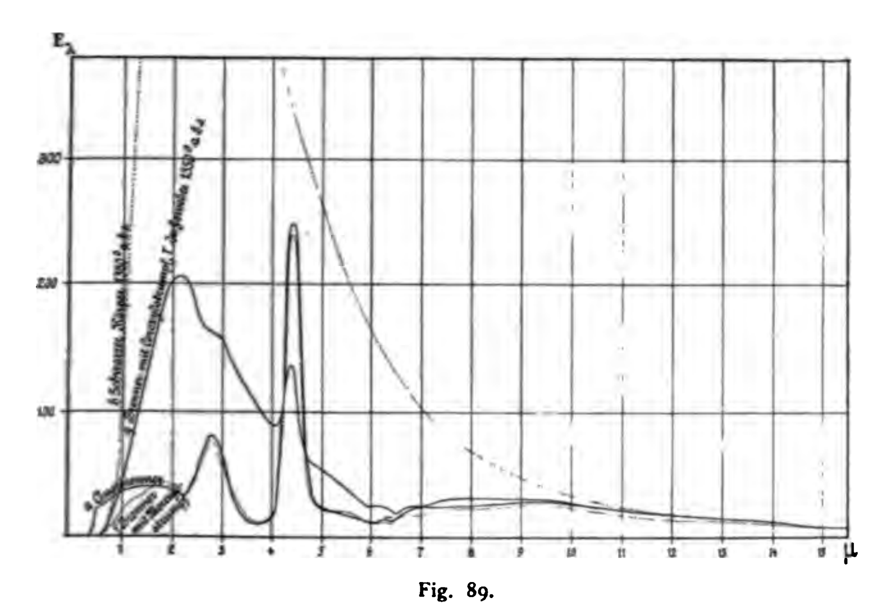


Fig. 89.

Die Feststellung der hohen Erhitzungsfähigkeit der Auermasse und ihrer Ursachen genügt jedoch noch nicht zur vollständigen Beantwortung der auf S. 169 gestellten Frage: Warum gibt die Auermasse eine soviel hellere Strahlung als andere Stoffe bzw. andere Gemische aus denselben Oxyden? Für die völlige Aufklärung der Verhältnisse geben bereits die schon erwähnten Versuche LANGLEYS wichtige Aufschlüsse, indem festgestellt wurde, daß sich die Energiekurve eines

[illegible] Thoroxydstrumpf fast nur im sichtbaren [illegible] [illegible]renners unterscheidet. H. RUBENS hat diese [illegible] [illegible] einen Strumpf aus reinem Ceroxyd ein- [illegible] [illegible] werden durch die Fig. 89 veranschaulicht; [illegible] [illegible] Auerbrenners, *f* diejenige eines Brenners [illegible] [illegible] unterscheiden sich fast nur im Gebiet zwischen [illegible] [illegible]roxyd liefert, wie wir erkennen, fast gar keine [illegible] Strahlung. Ganz anders sieht die für den wegen [illegible] [illegible] viel kälteren Ceroxydkörper (t ca. 1075° C.) [illegible] [illegible]ert man die Kurve für das Ceroxyd allein [illegible] [illegible] der Emissionsmaxima der Flamme und die- [illegible] von der Temperatur $t = 1075°$ C., *h*, so findet [illegible] [illegible]xyd zwar für alle Wellenlängen ein beträcht- [illegible] daß dieses jedoch nur im sichtbaren Gebiet [illegible] [illegible]enigen des schwarzen Körpers nahekommt, im [illegible] [illegible]ter diesem stark zurückbleibt. Daraus folgt, daß ein [illegible] Thoroxyd genügt, um ein hohes Emissions- [illegible] [illegible]algebiet zu bewirken; die Strahlung im Ultrarot [illegible] wesentlich erhöht, also bleibt der Auerstrumpf an- [illegible] [illegible]es Thoroxydgewebes. Wird dagegen die Menge [illegible] [illegible]er, so muß die ultrarote Strahlung sehr stark [illegible] [illegible]nkt infolge der zu großen Gesamtstrahlung.

[illegible] [illegible]en Einfluß des Ceroxyds mit der Rolle eines photo- [illegible] bringt, wie dieser, an einer gewünschten Stelle des [illegible] [illegible]streifen (also auch eine Steigerung der Emission) [illegible] Spektralgebiete zu beeinflussen. Leider erstreckt sich [illegible] [illegible]e kurzwelligen Strahlen; ließe sich ein Stoff finden, [illegible] die Emission nahezu auf den Wert der schwarzen [illegible] brächte, ohne die ultrarote Emission zu steigern, [illegible] [illegible] des Glühlichts noch beträchtlich erhöhen lassen. [illegible] [illegible] vorstehenden Ausführungen, daß die Auermasse sich [illegible] durch die Emissionskurve Fig. 60, S. 139 charakteri- [illegible]

[illegible] [illegible]ten Versuchen an einem normalen Auer-(Degea-) [illegible] [illegible]xyd hat H. RUBENS[1] noch Gewebe mit 2, 3 und 5% [illegible] [illegible], in welcher Weise das hohe Emissionsvermögen des [illegible] seine Temperatur von dem Ceroxydgehalt abhängen. [illegible] reinem Thoroxyd beim Erhitzen unter der Glühtem- [illegible] [illegible]rben sich die Ceroxyd-haltigen Gewebe um so stärker [illegible] [illegible] Gehalt an dieser Substanz ist; kurz vor dem Eintritt [illegible] [illegible] Ceroxyd reichen Strümpfe dunkelbraun. Emissions- [illegible] sind also in hohem Grade von dem Ceroxydgehalt und [illegible] [illegible]ngig. RUBENS hat festgestellt, daß die cerhaltigen Ge- [illegible] sichtbare Strahlung etwa doppelt so intensiv diffus zu [illegible] [illegible]lassen vermögen, und daß mit wachsendem Ceroxyd- [illegible] [illegible] Temperatur die Abnahme des diffusen Reflexions- [illegible] [illegible]sprechenden Verminderung der Durchlässigkeit verbunden [illegible] [illegible] der beobachteten Erniedrigung der Reflexion auf eine [illegible] des Emissionsvermögens schließen.

[illegible] des Reflexionsvermögens der Strümpfe im kalten und im [illegible] H. RUBENS der von CH. FERY beschriebenen Methode [illegible] Versuchsanordnung [illegible] [illegible] Fig. 90, die wohl ohne

[1] [illegible] Man sehe auch [illegible] S. 144. [illegible]

nähere Beschreibung verständlich ist, veranschaulicht. Mittels des Pyrometers P wurden die Helligkeiten H_1 für den kalten, beleuchteten Strumpf, H_2 für den normal glühenden, beleuchteten Strumpf und H_3 für den normal glühenden unbeleuchteten Strumpf im Rot und im Blau gemessen. Das Verhältnis des Reflexionsvermögens für den heißen und den kalten Strumpf ist

$$\frac{R_h}{R_k} = \frac{H_2 - H_3}{H_1}.$$

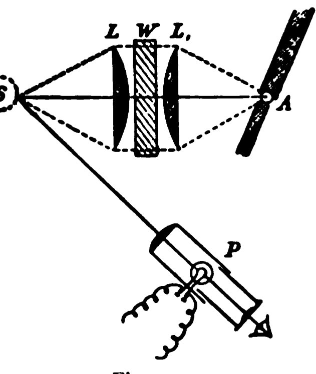


Fig. 90.

Die Versuchsergebnisse, sowie die gemessenen schwarzen Temperaturen T_s sind in Tab. 39 verzeichnet; ferner sind die ungefähren Werte des Absorptionsvermögens, welche sich aus Reflexion und Durchlässigkeit des kalten Gewebes annähernd ergaben, sowie die daraus nach S. 50 und 166 berechneten wahren Temperaturen T_w verzeichnet.

Tabelle 39.

Zusammensetzung	Thoroxyd	1	0,992	0,98	0,97	0,95
	Ceroxyd	0	0,008	0,02	0,03	0,05
$\frac{R_h}{R_k}$	Rot:	1,15	1,02	0,98	0,93	0,79
	Blau:	0,98	0,37	0,36	0,33	0,30
A_λ	Rot:	0,08	0,18	0,22	0,26	0,37
	Blau:	0,22	0,70	0,71	0,74	0,76
T_s (C°)	Rot:	—	1319	1303	1293	1285
	Blau:	—	1524	1460	1420	1375
T_w (C°)	Rot:	—	1556	1491	1457	1401
	Blau:	—	1561	1503	1448	1399

Im Blau ist für den Thoroxyd-Strumpf R_h annähernd gleich R_k; für die cerhaltigen Gewebe ist aber R_h etwa gleich $\frac{1}{3} R_k$; daß die Verschiedenheit des Cergehaltes fast keinen Einfluß hat, erklärt sich aus der Tatsache, daß die Glühtemperatur um so niedriger sein muß (vgl. S. 168), je mehr Ceroxyd im Strumpf enthalten ist. Im Rot ist für den Thoroxyd- und den Degea-Strumpf R_h etwas größer als R_k; für die cerreichen Gewebe gilt das Umgekehrte, und zwar erweist sich R_h um so kleiner, je höher der Cergehalt ist; hier macht sich also der Temperaturunterschied nicht so geltend, wie im Blau.

Nach den strahlungstheoretischen Erörterungen über das Auerlicht müssen hier noch einige technische Fragen berührt werden. Bei der Konstruktion der Glühkörper hat man darauf zu achten, daß ihre Masse möglichst klein, ihre Oberfläche dagegen möglichst groß ist. Das Substrat, in welchem zunächst die Nitrate aufgesaugt werden, um durch Glühen alsdann in die Oxyde überzugehen, spielt daher eine große Rolle. Nachdem früher die feinmaschigen Gewebe aus Baumwolle hergestellt worden waren, wird jetzt fast nur noch »Ramie« (Chinagras) verwendet. »Plaisetty« (künstliche Seide) hat sich wohl infolge ihres hohen Preises nicht eingebürgert.[1] Über die Fabrikation der Glühkörper, sowie über alle weiteren technischen Seiten der Auerbeleuchtung sehe man das Werk von C. Richard Böhm, »Das Gasglühlicht«. (Leipzig 1905.)

Der Glühkörper muß natürlich in dem heißesten Teil des Bunsenbrenners hängen; die höchste Temperatur herrscht in dem äußeren Flammenmantel. Die Form der Flamme muß also der des Strumpfes entsprechen; demnach ist die in

[1] Über die Verwendung von Viskose, Kupferoxyd-Cellulose etc. siehe C. R. Böhm, J. f. Gasbel. 1906, 983.

Glühlichtbrenners mit einem reinen Th... Gebiet von derjenigen eines Auerbren... Versuche wesentlich erweitert und auch ...gehend untersucht. Die Ergebnisse w... a ist wieder die Kurve des normalen ... mit Thoroxydstrumpf; beide Kurven ... $\lambda = 1,5\ \mu$ und $\lambda = 0,45\ \mu$; das Thor... sichtbare und kurzwellig-ultrarote Str... seiner hohen Gesamtstrahlung sehr ... gefundene Kurve g aus. Konstru... durch graphische Überbrückung d... jenige für den schwarzen Körper. ... man (vgl. Fig. 88), daß das Cer... liches Emissionsvermögen besitzt, und im Ultrarot von 10 μ ab dem ... Mittelgebiet (1—8 μ) dagegen hin... geringer Zusatz von Ceroxyd zu... vermögen im sichtbaren Spektr... 1—8 μ) wird dadurch nicht ... nähernd auf der Temperatur ... des zugesetzten Ceroxyds gro... wachsen und die Temperatur ...

H. Rubens vergleicht d... graphischen Sensibilisators: ... Spektrums einen Absorptio... hervor, ohne die übrigen ... die Sensibilisierung nur au... der auch für Gelb und R... Strahlung gleicher Tempera... so würde sich der Nutz...

Man erkennt aus d... bereits einigermaßen d... sierten Idealstrahler näh...

Außer den gesch... Strumpf mit ca. 1 % C... untersucht um festzust... Strumpfes im Blau s... Während ein Strump... peratur rein weiß bl... schmutzig-grün, je höhe... der Rotglut werden ... und Absorptionsverm... von der Temperatur ... webe im kalten Zu... reflektieren, als hi... gehalt und mit st... vermögens mit ein... ist. Man darf al... entsprechende F...

Zur Untersu... henden Zustand ... S. 172) bedient ...

... für ei...

... 1 G

...	4,32
...	6,23
...	7,0?
...	6,89

...hältnisses Luft:Gas durch ... Ein... von ... Der Luftverbrauch hängt ab ... druck[1] ... des Zylinders, von dem Gasdruck ... über ... 40 mm Wassersäule gegenüber ... um des Glühkörpers. ... Heizwert ist ebenfalls maßgebend für

... im Anfang öfter etwas zu (Anpassung ... der Flüchtigkeit des Ceroxyds ab, wie

	200	300	400	500	600
	105	98	95	93	91
	1,14	1,23	1,26	1,29	1,32

...ägt 300 Stunden und darüber; allerdings ist ... Zerbrechlichkeit wegen oft geringer. Der ... älteren Brennern ca. 1,7 l HK_h, bei den ... im Durchschnitt.[4] Wie man aus Fig. 61a ...sphärische Lichtstrom erheblich größer, als der ... ist 1,4—1,3. Durch geeignete Glocken bezw. ... andern. Die Fig. 61d auf S. 125 zeigt die ... unter verschiedenen Bedingungen. — Um die ...kopf etc. zu vermeiden, hat man »hängendes ... konstruiert.[5]

... versucht, unter Vergrößerung der Strumpffläche, ... einzigen Mantel, und Erhöhung der Gas-Luft- ... zweckmäßige Mischung, Systeme der Starklicht-

... die Saugwirkung eines schornsteinartigen Zylinders ... neue Modifikation derselben enthält im oberen ... einen Elektromotor und einen damit gekuppelten ... dem Brenner Gas und Luft unter hohem Druck ... horizontale Lichtstärke von 1100 HK, eine mitt... 1036 HK erreicht werden. Ähnliche Konstruk... ...ahren Denayrouze, in neuerer Zeit Haller, Scott-

1 D. A. 20, ... 30 etc. — 2 Siehe dazu W. Watt, Gaslight 1907, 24. — ... 4 Über »Vorschriften für das Photometrieren des Leuchtgases« ... der Lichtmess-Kommission des Vereins von Gas- und Wasser- ... München, R. Oldenbourg 1905. 5 Vgl. H. Ahrens,

Die Hydropreßgaslampen erhalten Gas zugeführt, das durch ein Wasserstrahlgebläse auf 1300—1400 mm Wassersäule Überdruck komprimiert ist (J. PINTSCH, ROTHGIESSER).

Das Selaslicht ist dadurch charakterisiert, daß den Lampen ein an beliebigem Ort gemischtes Luft-Gas-Gemenge von richtiger Zusammensetzung unter normalem oder gesteigertem Druck zugeführt wird. Es lassen sich Brenner von 30 bis zu 2500 HK konstruieren. Sp.-V.: 0,72 l/HK.

Das Milleniumlicht wird durch Preßgas erzeugt, das von einer Kompressionszentrale unter 1300—1400 mm Wassersäule Überdruck der Lampe zugeführt wird; die Luft wird durch Wirbelwirkung im Brenner mitgerissen. Es lassen sich Lichtstärken bis zu 3000 HK. erreichen. Sp.-V.: 0,8 l/HK.

Das Pharoslicht (1000 HK.) und das Keithlicht (500 HK.) werden gleichfalls, wie das Milleniumlicht, durch Pressgas erzeugt, das mittels verschiedenartig konstruierter Kompressoren hergestellt wird. Während der Überdruck des Gases beim Pharoslicht demjenigen beim Milleniumlicht gleichkommt, arbeitet der Keithapparat nur mit einem Überdruck von 200 mm Wassersäule.

Die letztgenannten 3 Lichtsorten werden meist unter dem Namen Preßgasglühlicht zusammengefaßt.

Das Nürnberglicht wird durch ein Gas-Sauerstoff-Gemisch erzeugt. Bei einem Verbrauch von 35 l Gas und 35 l Sauerstoff pro Stunde gibt es 100 HK. Die Kosten sind etwa diejenigen des Preßgaslichtes; Druckschwankungen sind von sehr großem Einfluß.

Andere Glühlichtarten. Um einen Überblick zu bekommen, welche Flammen mit Erfolg zum Erhitzen von Glühkörpern geeignet wären, teilen wir einige von CH. FÉRY ermittelte Flammentemperaturen mit:

Alkoholflamme	1705° C.	Denayrouzebrenner mit Alkohol und Petroläther	2053° C.
Bunsenflamme maximal	1871° C.	Wasserstofflamme an der Luft	1900° C.
„ bei ungenügender Luftzufuhr	1712° C.	Sauerstoff-Gasgebläse	2200° C.
Denayrouzebrenner mit Alkohol	1862° C.	Knallgasgebläse	2420° C.

Bisher haben sich in die Praxis gut eingeführt das Spiritus- und das Petroleumglühlicht. Die betreffenden Lampen haben mit der gewöhnlichen Petroleumlampe den großen Vorzug leichter Transportabilität gemein; die Vergasung und die Luftzufuhr geschieht bei den einzelnen Lampensorten in verschiedener Weise; man sehe dazu C. R. BÖHM, Das Gasglühlicht, S. 323 ff.

Über S. P. LANGLEYS spektrobolometrische Messungen am Petroleumglühlicht siehe S. 173.

Ferner sind zur Glühlichtbeleuchtung verwendet worden: Ölgas, Wassergas, Aerogengas, Gasolin- (bzw. Ligroin-)Gas (»Hydririn«), karburiertes Leuchtgas und Azetylen.

III. Azetylenlicht.

Die Temperatur und die Energiekurve der Azetylenflamme sind von E. L. NICHOLS, G. W. STEWART u. a.[1] gemessen worden. Neuerdings hat R. LADENBURG[2] eine Azetylenlampe in der auf S. 165 für die Hefnerlampe beschriebenen Weise untersucht; er erhielt λ_m (korr.) $= 1{,}39\ \mu$; $T = 2115^0$ abs.; bzw. nach Gl. 3 (S. 166) $T = 2093^0$ abs. (unkorr.) resp. 2111^0 abs. (korr. auf Reflexion). Das stimmt genau mit der thermoelektrischen Messung von E. L. NICHOLS, welche (unter Benutzung der neuesten Schmelzpunktsbestimmung des Platins zu 1993^0 abs.) $T = 2118^0$ abs. liefert. Die von R. LADENBURG ermittelten Energie- bzw. Absorptionskurven für die Azetylenflamme sind in der Fig. 83 anologen Fig. 91 wiedergegeben.

[1] S. S. 45. — [2] l. c., S. 165.

IV. Elektrisches Licht.[1]

a) *Glühlicht.*

Nach dem Jouleschen Gesetz ist die in einem Leiter während der Zeit t Sek. entwickelte Wärmemenge q gegeben durch die Formel

$$q = 0{,}24\, i^2 w t, \tag{4}$$

in welcher i die Stromstärke in Ampère und w den Widerstand des Leiters in Ohm bedeuten. Von dieser Wärmeentwicklung in Leiterstücken mit großem Widerstand macht die Beleuchtungstechnik bei der Verwendung der elektrischen Glühlampen Gebrauch. Die Joulesche Wärme bringt den fadenförmigen Leiter zum Glühen, und es ist ersichtlich, daß der Nutzeffekt um so größer wird, je höher die Temperatur steigt. Deshalb sucht man möglichst schwer schmelzbare Fäden zu erzielen. Für die Maximalbelastung, welche dem Faden zugemutet werden darf, ohne ihn zum Schmelzen zu bringen, gibt die Formel 4 unter Berücksichtigung der spezifischen Wärme der Substanz Anhaltspunkte. — Die Fadendimensionen richten sich nach der zur Verwendung gelangenden Klemmspannung π gemäß dem Ohmschen Gesetz

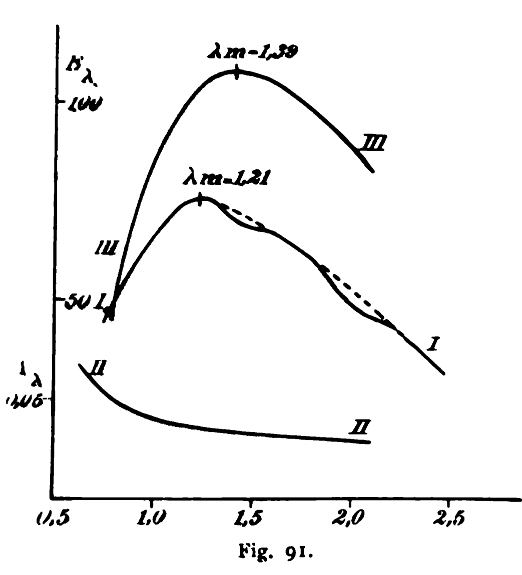


Fig. 91.

$$i = \frac{\pi}{w};$$

Statt der Verwendung eines langen Fadens schaltet man in vielen Fällen die nötige Anzahl kurzfadiger Lampen hintereinander. Im übrigen werden die einzelnen Lampen bzw. derartige Gruppen parallel geschaltet, um sie voneinander unabhängig zu machen.

Über die räumliche Lichtverteilung der einzelnen Glühlampenarten Angaben zu machen, würde wegen der oft erheblich verschiedenen Typen der einzelnen Gattungen zu weit führen. Man sehe dazu z. B. B. Monasch, l. c., S. 114.

Kohlefadenglühlampen. (Grove 1840, Edison 1881.) Ein verkohlter Zellulosefaden (»Grundfaden«) wird in einer Kohlenwasserstoffatmosphäre geglüht, so daß sich Kohlenstoff auf den dünneren, daher stärker glühenden Stellen niederschlägt; die Fadenstärke wird infolgedessen überall die gleiche (»egalisiert«). Der Niederschlag bildet den graphitartigen »Mantel«. Je dünner unter sonst gleichen Umständen der Faden ist, desto heißer und heller wird derselbe und desto geringer ist der spezifische Verbrauch; da nun der Kohlefaden allmählich »zerstäubt«, vermindert sich sein Querschnitt; die Abnahme des spezifischen Verbrauchs wird jedoch durch die vom Kohlestaub herrührende Schwärzung der Birne überkompensiert. — Für 16 kerzige 110 Volt-Lampen beträgt der Durchmesser des Fadens ca. 0,2 mm, seine Länge ca. 125 mm.[2]

[1] Vgl. z. B. B. Monasch, l. c., S. 114; W. Biegon von Czudnochowski, l. c., S. 123 [illegible], Lexikon der Elektrizität und Elektrotechnik, Wien, A. Hartleben, 1906. J. Herzog und C. Feldmann, Handbuch der elektr. Beleuchtung. Berlin 1901. — [2] Vgl. H. Weber, Die [illegible] Glühlampen. Hannover, Jänecke, 1907.

Die Kohlefadenlampen werden geliefert für

Spannungen von	1—250 V.
Lichtstärken von	1—2000 HK_h.
Spezifischer Verbrauch von .	2,5—4,3 W/HK_h.

Die Abhängigkeit der Lichtstärke, der elektrischen Größen und des spezifischen Verbrauchs von der Spannung wird durch die Fig. 92 dargestellt, welcher Messungsergebnisse von CL. P. FELDMANN und C. D. NAGTGLAS - VERSTEEG[1] zugrunde liegen.

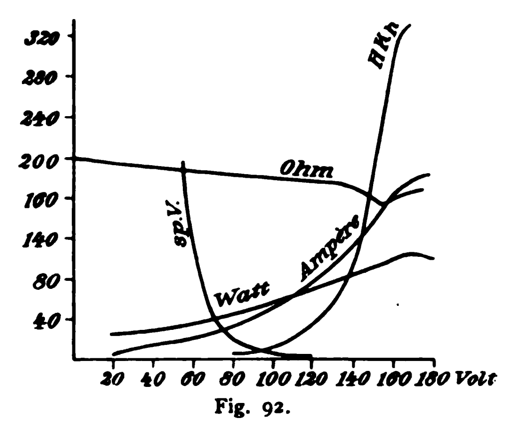


Fig. 92.

Die nützliche Brenndauer ist um so größer, je höher der spezifische Verbrauch ist, wie aus den von CL. P. FELDMANN[2] erhaltenen, in Fig. 93a und b skizzierten Resultaten hervorgeht. Im allgemeinen kann man folgende Beziehungen zwischen »nützlicher Brenndauer« und »spezifischem Verbrauch« annehmen:

Sp. V. (Watt)	B (Stunden)
1,5	50
2,0	100
2,5	150
3,0	300
3,5	450
4,0	600

Gleichstrom und Wechselstrom sind für Kohlefadenlampen gleich gut verwendbar. — Wie man zur Beurteilung der Gesamtkosten zu verfahren hat, und welche Gesichtspunkte sich daraus für die Belastung, die Benutzungsdauer der Lampen usw. ergeben, wurde auf S. 141 u. 151 auseinandergesetzt. Bei den gegenwärtigen Preisen für elektrische Energie dürfte die Kohlefadenlampe von 3 Watt/HK. am zweckmäßigsten sein.[3]

Die Temperatur des normal belasteten Fadens beträgt 1600 bis 1800° C. Die Flächenhelle soll durchschnittlich ca. 0,25 HK/mm² betragen.

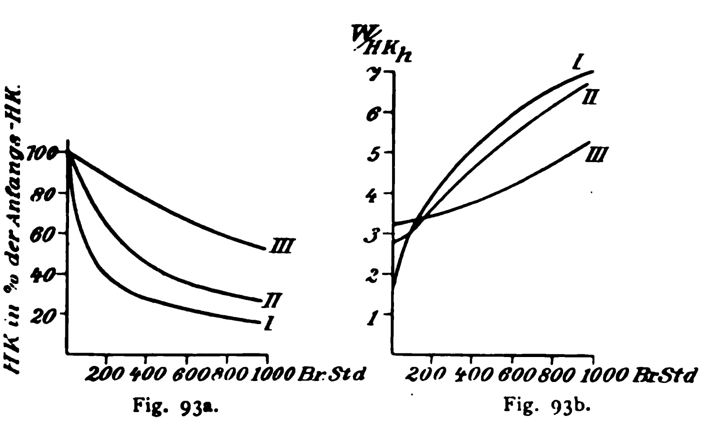


Fig. 93a. Fig. 93b.

Modifikationen der Kohlefadenlampen. *Howelllampen.* Kohlefäden werden in einem elektrischen Ofen auf 3000—3600° erhitzt; dadurch werden sie »metallisiert«, d. h. sie bekommen einen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstands. (J. W. HOWELL.) Diese Fäden sollen wenig zer-

[1] Elektrot. Z. **14**, 60, 1893. Vgl. R. LUCAS, Elektrot. Z. **27**, 524, 1906. Über gleichzeitige Messung von J und Sp.-V. siehe E. P. HYDE u. H. B. BROOKS (Bull. Bur. Stand. Wash. **2**, 145, 1906). Über die Ermittelung von J_h (mittl.) vgl. F. UPPENBORN, Elektrot. Z. **28**, 139, 1907. — [2] Elektrot. Z. **13**, 667, 1892. — [3] Vgl. B. MONASCH, l. c. (S. 114).

stäubt werden. Der sp. V. der Howelllampen beträgt 2,2 W/HK; die nützliche Brenndauer za. 500 Stunden.

JUST setzt dem Kohlefaden Borstickstoff zu; dadurch soll der sp. V. auf 2—1,7 W/HK sinken.

Helionlampen. Auf dem Kohlefaden wird ein Überzug von Silicium erzeugt; die Lampen sollen 1 W/HK verbrauchen und eine Lebensdauer von 500—1300 Stunden besitzen. λ_m wird zu 0,58 μ angegeben (?).[1]

Osmiumlampen. (AUER VON WELSBACH, 1902.) Fein verteiltes Osmium (Smp. 2500° C) wird mit organischen Bindemitteln versetzt, in Fadenform gepreßt, unter Luftabschluß bis zur Verkohlung der organischen Substanz geglüht, dann in einer Atmosphäre von Wasserdampf zwecks Verbrennung des Kohlenstoffs erhitzt. Ein anderes Verfahren ist folgendes: Dünne Kohlefäden (vgl. Kohlefadenlampe) werden in einer Atmosphäre von Osmiumtetroxyd geglüht, wobei sie sich infolge des Reduktionsvorganges in reine Osmiumfäden verwandeln; nachher werden sie zur »Egalisierung« in einem Gemisch von Stickstoff, Wasserstoff und Osmiumtetroxyd erhitzt (BLAU). — In der Kälte ist Osmium sehr spröde, bei hohen Temperaturen wird es dagegen sehr weich, so daß der Faden in der Birne fixiert werden muß. — Der Faden einer 25 kerzigen 37 Volt-Lampe hat einen Durchmesser von 0,087 mm bei 280 mm Länge.

Die Osmiumlampen werden geliefert für

Spannungen von 19—77 Volt,
Lichtstärken von 16, 25 und 32 HK$_h$.,
Spezifischen Verbrauch von za. 1,5 W/HK$_h$.

Die Abhängigkeit der Lichtstärke von den elektrischen Größen usw. ist von LOMBARDI[2] und von F. G. BAILY[3] untersucht worden. Siehe dazu Fig. 73 auf S. 143.

Die nützliche Brenndauer ist identisch mit der absoluten Lebensdauer, die zu 2000 Stunden angenommen werden kann. Vgl. Fig. 72, S. 142. Gleichstrom und Wechselstrom sind ohne Unterschied verwendbar.

Die Temperatur des Fadens beträgt 1850—1910° C. Die Flächenhelle der 25 HK.—37 V.-Lampe soll za. 0,3 HK/mm² betragen.

Tantallampen. (W. v. BOLTON, 1905.) Das durch Reduktion von Kaliumtantalfluorid gewonnene metallische Tantal (Smp. 2300° C.) wird nach dem Schmelzen im Vakuum (Entfernung der Sauerstoffreste) zu feinen Drähten ausgezogen. Das Tantal besitzt hohe Leitfähigkeit; demnach müssen die Drähte sehr lang und dünn sein. Der Faden einer 25 kerzigen 110 Volt-Lampe hat einen Durchmesser von 0,05 mm und eine Länge von 650 mm; er wird zickzackförmig zwischen Glasträgern aufgespannt.

Die Tantallampen werden geliefert für

Spannungen von 50—120 Volt,
Lichtstärken von 12—32 HK$_h$.,
Spezifischen Verbrauch von ca. 1,5 W/HK$_h$.

Die Abhängigkeit der Lichtstärke von den elektrischen Größen ist von FEUERLEIN[4] untersucht worden. Die nützliche Brenndauer beträgt nach seinen Angaben 300—600 Stunden; nach W. WEDDING soll sie einen erheblich höheren Betrag haben. Während das Durchbrennen fast alle Glühlampenarten unbrauchbar macht, heilt bei Tantallampen der Schaden oft infolge freiwilliger bzw. durch Erschütterung hervorgerufener Berührung und Verschmelzung eines der freien Enden mit einer Nachbarwindung wieder aus. Die Lebensdauer beträgt etwa 1500 Stunden. Eine vergleichende Untersuchung über die Leistungen der Kohlefaden-, Osmium-

[1] J. f. Gasbel. 1907, 467. — [2] Elektrot. Z., **25**, 41, 1904. — [3] Electrician, **52**, 646, 1904. — [4] Elektrot. Z., **26**, 106, 1905.

und Tantallampen hat J. T. Morris[1] geliefert. — Wechselstrom ist (wegen starker Zerstäubung usw.) nicht so gut verwendbar, wie Gleichstrom.

Die Temperatur des glühenden Tantalfadens soll ca. 1700° C. betragen.

Iridiumlampen (Gülcher) sind in ihrem Verhalten den Osmiumlampen ähnlich. Außer Fäden hat man auch Spiegel von Iridium zu verwenden versucht (H. C. Parker).

Osramlampen. (Deutsche Gasglühlicht-Gesellschaft.) Die Fäden bestehen aus einer Legierung (oder eutektischen Mischung) von Osmium und Wolfram. Der Faden erweicht in der Glühhitze und muß dementsprechend fixiert werden. Die Osramlampen werden geliefert für

Spannungen von 10—130 Volt,
Lichtstärken von 5—50 HK$_h$.,
Spezifischen Verbrauch von 1 W/HK$_h$.

Die mit der Lebensdauer identische nützliche Brenndauer beträgt 1000 Stunden.

Wolframlampen. (Just und Hanaman.) Fäden aus Oxyden, Sulfiden oder Chloriden des Wolframs werden in Wasserstoff zu Metall reduziert; die Lampen sind für 100—120 V. verwendbar und verbrauchen 0,8—1 W./HK.

Osminlampen. (Auer.) Die Trioxyde von Wolfram oder Molybdän werden mit Ammoniak bis zur Bildung einer zähflüssigen Masse verrieben; aus dieser werden Fäden geformt, die alsdann einen Reduktionsprozeß durchmachen. Die Lampen werden für 120 V. (40 HK.) und 220 V. (80 HK.) geliefert.

Zirkonlampen. (Sander, Hollefreund, Boje.) Fäden aus metallischem Zirkon (oder Zirkonkarbid) werden zu 1-fadigen Lampen für 1,5—44 V. oder zu mehrfadigen, bis zu 220 V. verwendbaren Lampen verarbeitet. Der sp. V. beträgt 1—2 W./HK.; ein Zusatz von Ruthenium oder Wolfram soll der Ökonomie günstig sein. (1,2 W./HK., Zernig). Nützliche Brenndauer: ca. 400 Stunden (und darüber).

Kolloidfadenlampen. (Kuzel, Pintsch.) Die nach dem von G. Bredig[2] ausgearbeiteten Verfahren (Bildung eines Lichtbogens zwischen Elektroden aus dem betreffenden Metall unter Wasser) oder nach Kuzel durch Behandlung pulverisierten Metalles mit sauren alkalischen Anätzungsflüssigkeiten hergestellten kolloidalen Metallösungen werden gefällt, die feuchte Paste zu Fäden gepreßt, im Vakuum (oder in Wasserstoff) auf 80° erhitzt, wobei sie leitend werden, dann elektrisch zur Weißglut gebracht. Die Lampen werden für 20—40 V. (später wahrscheinlich für Spannungen bis 110 V.) geliefert; der sp. V. soll 1 W./HK. betragen. Durchgebrannte Fäden schweißen wieder zusammen (vgl. Tantallampen). Lebensdauer 3000 Stunden.[3]

Nernstlampen. (W. Nernst, 1897.) Die Nernstlampen enthalten als Glühkörper einen Leiter II. Klasse, nämlich eine feste Lösung fester Elektrolyte; man verwendet vornehmlich Zirkoniumoxyd oder Thoriumoxyd, denen geringe Mengen von Ceriumoxyd, Erbiumoxyd, Yttriumoxyd oder Didymoxyd zugesetzt sind. Die feingepulverten Oxyde werden nach Zusatz eines Bindemittels geformt und dann gebrannt. Der Glühstift wird an der freien Luft erhitzt; seine Leitfähigkeit ist bei niederen Temperaturen sehr gering, so daß er vorgewärmt werden muß; bei höheren Temperaturen (von ca. 600° C. an) ist sie so beträchtlich, daß nunmehr der durchtretende Strom zur ferneren Erhitzung ausreicht und die Anheizvorrichtung ausgeschaltet werden kann. Die neueren Lampen enthalten eine elektrische Erwärmungsvorrichtung, die bei genügender Stromstärke im Glühstift automatisch ausgeschaltet wird. — Merkwürdigerweise ist der Nernstfaden nicht nur, wie man annehmen möchte, für Wechselstrom brauchbar, sondern auch für Gleichstrom. Nach W. Nernst und E. Bose[4] soll die Wanderungsgeschwindigkeit der Metallionen verschwindend klein sein gegenüber derjenigen der Sauerstoff-

[1] Electrician 58, 318, 1906. — [2] Siehe z. B. Z. für Elektrochemie 4, 514, 1898. Dieses Handbuch Band 8, S. 10. — [3] Über die neueren Lampen s. C. R. Böhm, Chemiker-Ztg. 1906, 729; 1907, 1049. — [4] Vgl. D. A. 9, 164, 1902.

stäubt werden. Der sp. V. der Howelllа…
Brenndauer za. 500 Stunden.

Just setzt dem Kohlefaden Borsti…
2—1,7 W/HK sinken.

Helionlampen. Auf dem Kohl…
erzeugt; die Lampen sollen 1 W/HK
500—1300 Stunden besitzen. λ_m wir…

Osmiumlampen. (Auer von W…
(Smp. 2500° C) wird mit organische…
preßt, unter Luftabschluß bis zur V…
dann in einer Atmosphäre von Wa…
stoffs erhitzt. Ein anderes Verfahre…
fadenlampe) werden in einer Atm…
sie sich infolge des Reduktionsv…
nachher werden sie zur Egalisier…
stoff und Osmiumtetroxyd erhitzt…
bei hohen Temperaturen wird es…
Birne fixiert werden muß. — De…
einen Durchmesser von 0,087…

Die Osmiumlampen werd…

Spannung…
Lichtstärke…
Spezifische…

Die Abhängigkeit der…
von Lombardi[2] und von F…
auf S. 143.

Die nützliche Brenn…
zu 2000 Stunden angenom…
und Wechselstrom sind…

Die Temperatur des…
der 25 HK.—37 V.-Lampe…

Tantallampen. W…
tantalfluorid gewonnene…
Schmelzen im Vakuum…
gezogen. Das Tantal…
sehr lang und dünn…
einen Durchmesser…
zackförmig zwischen…

Die Tantallam…

Die Abhängig…
Feuerlein[1] untersu…
300—600 Stunde…
haben. Während…
heilt bei Tantal…
schütterung herv…
mit einer Nachbar…
Eine vergleichende…

… Kathode diffundieren und
… Luftsauerstoff scheint sich

… Spannung., welche nahe bei
… deren der Faden durchbrennt
… ählichen Spannungsschwankungen
… die Überschreitung des kritischen
… hte in Wasserstoffatmosphäre ge-
… lastung infolge ihres hohen Tem-
… ein größerer Spannungsbetrag »ab-

… Sockel, Brenner, Widerstand und
… kel werden mit Angaben über die zu
… erstand ferner noch mit Angaben über
… darauf zu achten, daß nur zusammen-
… umme der auf Brenner und Widerstand
… geringer sein, als die höchste im Netz
… ei Gleichstromlampen, die mit … be-
… ebene Stromrichtung eingehalten werden;
… Bei Verwendung von Wechselstrom
… der Leitung hohe Perioden günstig.
… zu verwendenden Spannung und Strom-
… 0,4—1 mm und eine Länge zwischen
… eren Stiften werden hergestellt.
… ert für

	Modell *B*		Intensivlampe
… 250	96—250		220 Volt
…	0,25 —	0,5	1 Ampère
…5	14—40	28—46	250 HK_h
… 1,51	1,85—1,66	1,77—1,62	ca. 1,4 W/HK_h

… ittelten Beziehungen zwischen den elektrischen
… b dargestellt. Die Fig. 94b, welche den Zusammenhang zwischen Spannung und Stromstärke im Glühfaden veranschaulicht, zeigt, daß bald oberhalb der normalen Spannung von 165 Volt der »kritische« Punkt (ca. 168 Volt) liegt, bei dem die Kurve ein Maximum hat; würde dieser Punkt überschritten, so erlitte die Lampe eine übermäßige Belastung, indem sie bei 165 Volt mit 0,5 anstatt normal mit 0,27 Ampère brennen würde, was baldige Zerstörung des Fadens zur Folge hätte.

Die nützliche Brenndauer beträgt 400—500 Brennstunden; dabei ist zu bemerken, daß die Lichtstärke

Fig. 94a.

[1] J. f. G… … 1904.
[4] Elektr… … 23, 630, 1901; 24, 442, 1903. Weitere Untersuchungen über Nernst- … Elektrot. Z. 25, 884, 1904.

[illegible] Temperatur [illegible] stiftes be- [illegible] 2100° C. [illegible] Flächenhelligkeit [illegible] zwischen 1,5 — 1,6 HK/mm² (für Modell *A* u. *B*).[1]

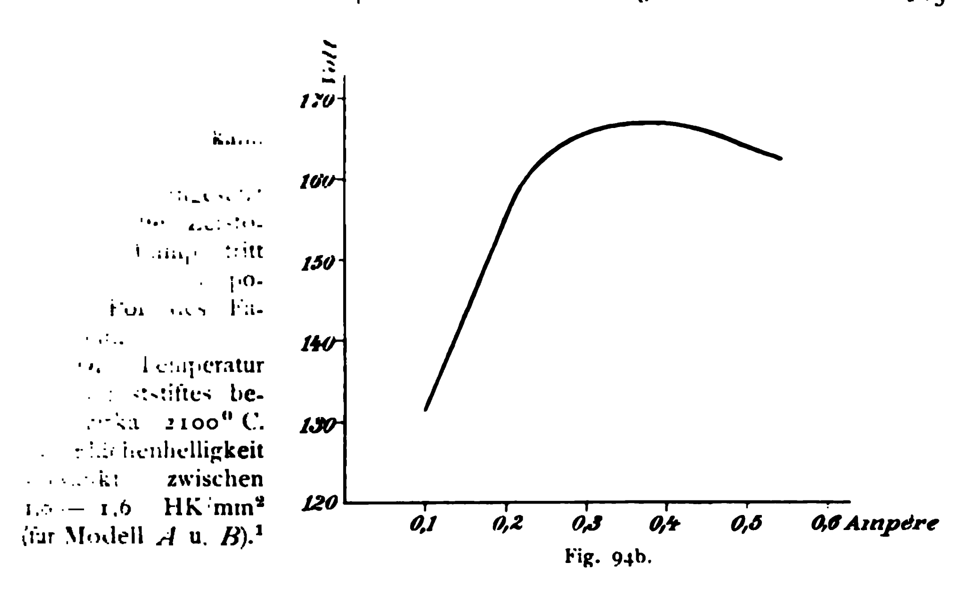


Fig. 94b.

b) Bogenlicht.

Der galvanische Lichtbogen ist eine kontinuierliche Entladung zwischen zwei durch eine Gasstrecke getrennten Elektroden; diese müssen zur Erzeugung des Bogens erst miteinander in Berührung (oder bei sehr großer Spannung in nächste Nähe) gebracht und dann weiter voneinander entfernt werden. Der erste, der sich eingehend mit dem Lichtbogen beschäftigte, war H. Davy (1808); er benutzte Elektroden aus Holzkohle; L. Foucault verwendete Retortenkohle; 1877 führten die Gebr. Siemens die »Dochtkohlen« ein; diese haben einen Mantel, der aus Graphit, Ruß und Teer gemischt und unter Luftabschluß gebrannt wird; die Dochtmasse besteht aus Graphit und Wasserglas; sie soll den Lichtbogen besser leitend machen und möglichst langsam abbrennen. Bei Gleichstrombogenlampen wird für die positive, bei Wechselstromlampen für beide Elektroden Dochtkohle verwendet; homogene »Massivkohle« (»Homogenkohle«) bildet bei ersteren die negative Elektrode.[2]

Über die Bedingungen für Entstehen und Bestehen des Lichtbogens, über den Widerstand, den Potentialabfall im Bogen, über den Einfluß der Temperatur und des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden etc. sind ausführliche Untersuchungen von V. v. Lang, W. Mitkiewicz, J. Stark, G. Granqvist, G. Schulze u. a. angestellt worden. Die Ergebnisse derselben, sowie alle die Technik der Bogenlampenbeleuchtung betreffenden Einzelheiten sind in ausführlichen Werken niedergelegt, von denen folgende genannt seien: W. Biegon von Czudnochowski, »Das elektrische Bogenlicht«, 1904; H. Birrenbach, »Theorie und Anwendung des elektrischen Bogenlichts«, 1903; B. Monasch, »Der elektrische Lichtbogen«, 1904; J. Zeidler, »Die elektrische Bogenlampe«, 1905; H. Ayrton, »The electric Arc«, 1902.

Gewöhnliche Bogenlampen. Die stärkste Lichtausstrahlung geht vom positiven »Krater« aus, dessen Temperatur zirka 3500° C beträgt, wie die bereits früher erwähnten Untersuchungen von H. le Chatelier, Ch. Féry, H. Wanner u. a.[3] gezeigt haben. Die Temperatur der negativen Spitze liegt etwa bei 2870° C;[4] diejenige des Bogens ist noch nicht sicher festgestellt, soll aber höher sein, als die des positiven Kraters. Bei der gewöhnlichen Bogen-

1 Über weitere Unters. an Nernstlampen s. S. 47 u. 163; auch L. W. Hartmann, Phys. Rev. **22**, 351, 1906. — 2 Vgl. J. Zellner, Die künstlichen Kohlen etc. Berlin, J. Springer, 1903. — 3 Vgl. auch J. E. Petavel, Proc. Roy. Soc. **65**, 469, 1900. — 4 M. Reich, Phys. Z. **7**, 73, 1906.

…nen, die beide …
…gleichmäßiger verteilt … als
…stand, siehe S. …
… längerer Bogen, siehe …
…teren Lampen dieses T…
… sogar auf 0,8 W/HK …
…semeyer-Köln), Mignon …
…-Schuckert) u. a.

…gende Daten:

…durchm.	HKm. u. h.	W/HK…
…13	150—1100	1,83—1,86
13	275—450	1,57—1,67

…nomylampe (Siemens-Schuckert …
… Bogen sollen bisweilen Explosion…
… Einströmens von Luft.

Wie wir auf S. 186 erwähnten, hat …
… nur geringen Anteil an der Lic…
… seine Leuchtkraft beträchtlicher. …
… wollen wir alle diejenigen Lampen …
…en erheblichen Teil des Lichtes (Flamm…
…menge (Vakuumbogenlampen) liefert. …
… Teil auf den in ihm sich abspielend…
… beruht, also Chemi- bzw. Elektrolumin…
…rechtfertigt. Dem kontinuierlichen Spektr…
… den Flammenbogenlampen lagert sich …
…ber; die Vakuum-Metalldampfbogenlamp…

… der Lichtstrahlung ist der Bogen m…
45 %, die negative mit ca. 30 % beteili…
… Typus der Lampe; sie gelten ziemli…

…uchtzusätze. Die Kohlen sind sehr
… sehr spitzen Winkel gegeneinander …
… Magneten (»Blasmagnet«) stark gewöl…
… Flammenbogenlampen. »Intensiv-Rei…
… gehören u. a. die Carbone-Lampen, welc…
… Anordnung mehrerer Kohleelektroden v…
… V. Spannung gebrannt und liefern …
… HK.

…uchtzusätzen (»Effektkohlen«). D…
… Oxyde, Bromide oder besser Fluoride) …
…ampen verdampfen, dem Bogen große Le…
…gen und durch die mit den chemisch…
… sehr stark leuchtend machen.

…oden:

… die Leuchtstoffe werden in Form klei…
… Docht-)masse zugesetzt (vgl. auch Typ…
… Carré, 1876; Archereau, 1877; E. Ras…

… fertigen Elektroden werden mit konz…
…handelt (Casselmann, 1847; Carré, 18…
…ck, 1900 u. a.).

b) Kohleelektroden mit Mänteln oder Dochten aus Leuchtzusätzen (Metallen, Oxyden etc.). (JABLOCHKOFF, BRUSH, 1877; RAPIEFF, 1879; CLERC und BUREAU, 1880 [»Soleillampe«]; WESTON, GEBR. SIEMENS; 1879, E. STADELMANN, 1906 u. a.)

Die Typen 2a und b werden meist, wie 1a, mit schräg nach unten gerichteten Kohlen gebrannt (»Intensiv-Flammenbogenlampen«). Doch werden die Effektkohlen häufig auch übereinandergestellt (»Vertikal-Flammenbogenlampen«), vielfach (nach A. BLONDEL) in der Weise, daß sich die imprägnierte positive Elektrode unten, die mit einem Reflektor versehene, nicht getränkte Kohle oben befindet (»Invert-Flammenbogenlampen«). Auch parallele Elektrodenanordnung, wie bei der »Jablochkoff-Kerze«, welche aus zwei durch eine Porzellanschicht oder dergl. getrennten Kohleelektroden bestand, ist verwendet worden. — Die Farbe der Lichtbogenstrahlung ist für einige Leuchtzusätze in folgender Zusammenstellung angegeben:

Leuchtzusatz	Farbe	Leuchtzusatz	Farbe	Leuchtzusatz	Farbe
Mg	rotviolett	CaF_2	goldgelb	LaO_2	reinweiß
Al	hellgrün	SrF_2	rot	DiO_2	reinviolett
Zn	weiß	BaF_2	grünlichweiß	TiO_2	blauviolett
Cu	hellblau	FeO	violett	ThO_2	rötlich
Fe	rötlichviolett	MnO	grünlich	CeO_2	reinblau
Si	rötlichviolett				

Der Gehalt an Leuchtzusätzen beträgt z. B. bei CaF_2 10—15%; geht aber bei manchen Effektkohlen noch höher (z. B. bei den BLONDELschen Kohlen bis 60%).

Zur Orientierung über die Leistungsfähigkeit dieser Lampen mögen folgende, auf den nackten Bogen bezogene Zahlen dienen (nach B. MONASCH).

a) Gleichstrom

	Amp.	V.	Kohlendurchmesser (mm) +	Kohlendurchmesser (mm) —	$HK_{m.u.h.}$	$W/HK_{m.u.h.}$
Intensivflammenbogenlampen	6—20	45—52	7—13	6—11	1000—4550	0,27—0,23
Invertflammenbogenlampen	4—15	36—42	10—15	7—10	250—2500	0,58—0,25

b) Wechselstrom

	Amp.	V.	Kohlendurchmesser (mm) +	Kohlendurchmesser (mm) —	$HK_{m.u.h.}$	$W/HK_{m.u.h.}$
Intensivflammenbogenlampen	8—15	45—46	1—10		1200—3200	0,27—0,19
Invertflammenbogenlampen	8—12	31—33	+ unten 10—12	— oben 8—10	600—900	0,35—0,37

Bei besonders lichtstarken Flammenbogenlampen steigt die mittlere hemisphärische Lichtstärke auf ca. 50000 HK, die maximale bis auf 83000 HK. — Um den Abbrand zu vermindern, läßt man oft die positive Kohlenspitze in einem die Luftzufuhr vermindernden Hohlraum, dem sog. Sparer, brennen.

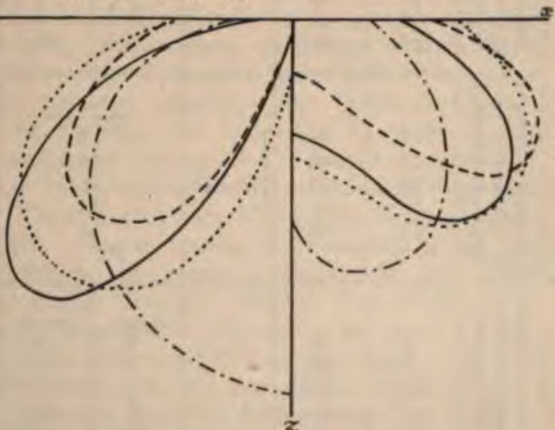


Fig. 97.
——— Gew. Gleichstrombogenlampe
.... Gew. Wechselstrombogenlampe
— — — — Dauerbrandbogenlampe
—.—.—. Intensivflammenbogenlampe
Links: nackter Bogen. Rechts: Lampe mit Opalglocke.

Für die wichtigsten Typen der im Vorstehenden beschriebenen Lampen sind in Fig. 97 die Meridionallinie der unteren Hemisphäre eingetragen; die linke Hälfte der Zeichnung bezieht sich auf den nackten

Tabelle 41.

	Ampere	Volt	Lichtbogenlänge mm	Durchmesser der Kohlen mm +	Durchmesser der Kohlen mm −	Brenndauer in Stunden bei der Elektrodenlänge 200 mm	250 mm	290 mm	325 mm
Gewöhnliche Gleichstromlampen	2	36	0,5	8	5	7—8			
	3—4	36	0,7	11	7	8—10	11		15
	5	37	1,4	13	9	8—10	13	16	18
	6	38	1,6	14	9	10	13	16	18
	8	40	2,3	16	10	10	13	16	18
	10	41	2,7	18	12	10	13	16	18
	12	42	3,2	20	13	10	13	16	18
	15	43	3,5	20	13	10	13	16	18
	20	44	4,2	22	14	10	13	16	18
	35	45	5,2	25	18	10	13	16	18
Gewöhnliche Wechselstromlampen	3	28	1,2	8		8,5		13	15
	6	28	1,5	10		8,5		13	15
	8	28—30	1,6	11		8		13	15
	10	29—31	1,7	12		8		13	15
	12	29—31	1,8	13		8		13	15
	15	29—31	1,9	14		8		13	15
	20	31—33	2,2	16		8		13	15
	35	34	2,7	22		10		14	17
Dauerbrandlampen für Gleichstrom						obere E: 300 mm; untere E: 150 mm			
	3	70—75	8—16	11		110—130			
	4	70—75	8—16	13		140—160			
	5	75—80	8—16	13		130—150			
	6	80	8—16	15		150—170			
	7	80	8—16	15		130—150			
Dauerbrandlampen für Wechselstrom	6	65—70	8—16	13		80			
	7	65—70	8—16	13		70			
	8	70—75	8—16	13		60			
[illegible] für Wechselstrom				+	—*	300 mm	500 mm	600 mm	
	6	45		7	6	6	11	15	
	8	45		8	7	6	11	15	
	10	46		9	8	7	12	16	
	12	47		10	9	7	12	16	
	20	48		13	11	7	12	16	
[illegible]	6	39	10—16	8			7		9½
	8	40	10—16	10			7½		10
	10	40	10—16	11			8		11
	12	41	10—16	12			8		11
	15	42	10—16	14			10½		14
[illegible]				− (oben)	+ (unten)				
	6	39		7	9		7		9½
	8	40		8	11		7½		10
	10	40		9	12		8		11
	12	41		9	13		8		11
	15	42		10	15		10½		14
[illegible]	6	30—31		8		6—7			10
	8	31—32		10		6—7			12
	10	31—33		11		6—7			12
	12	31—34		12		6—7			13
	15	31—34		14		7—8			13
	20	31—34		16		7—8			14

* Bei Wechselstromlampen haben beide Ko[illegible] unter angegebene Dimension.

Bogen, die rechte Hälfte auf die mit einer Opalüberfangglocke versehene Lampe.

3. Elektroden aus Metallen.[1] Derartige Lampen, z. B. die Eisenbogenlampe, finden nur zu bestimmten wissenschaftlichen Zwecken Verwendung.

4. Elektroden aus Leitern II. Klasse. (»Elektrolytbogenlicht«.) Die Elektroden bestehen aus Oxyden, Boriden, Karbiden oder Siliciden. Die meisten dieser Stoffe bedürfen, wie die Nernstmasse, der Vorwärmung, um den Strom zu leiten. Die Elektrolytbogenlampen (vgl. auch die Jablochkoffkerze, S. 189) sind besonders von E. Rasch konstruiert und untersucht worden. Der spezifische Verbrauch beträgt 0,4 W HK. Eine Modifikation des Elektrolytbogenlichtes ist das Elektrodonbogenlicht (E. Sander); die Elektroden bestehen aus Oxyden der alkalischen und der seltenen Erden, die im elektrischen Ofen mit Oxyden der Eisengruppe vereinigt wurden. — Die Oxyde des Eisens und des Titans sind für Elektrolytlampen besonders geeignet; von dieser Tatsache macht die Magnetitlampe (Ch. P. Steinmetz) Gebrauch, welche als negative Elektrode einen Stab aus titanhaltigem Magnetit (Magneteisen) Fe C , als positive Elektrode ein Kupfersegment enthält. Der das Eisen-Bogenspektrum liefernde Lichtbogen ist rein weiß und 18—24 mm lang. Der Magnetitabbrand beträgt 1 mm pro Stunde; die Kupferelektrode bleibt unverändert. Die Elektroden beteiligen sich nicht an der Lichtstrahlung, so daß die Magnetitlampe, ebenso wie die Vakuumbogenlampen, nur ein diskontinuierliches Spektrum liefert. Die Magnetitlampe erfordert 3 Ampère und 100—120 V. Bogenspannung; der spezifische Verbrauch beträgt ca. 0,13 W/HK. Nach J. Ladoff[2] sind die einen hellen Lichtbogen liefernden Oxyde schlechte Leiter und umgekehrt, so daß man für Elektrolyt-Elektroden am besten beide Arten mischt. Zwei Eisen-Titanoxydstifte geben nach Ladoff ein an gelbgrünen Strahlen reiches zweckmäßiges Licht.[3]

Die Beziehungen zwischen den elektrischen Größen, der Lichtbogenlänge, der Brenndauer etc. gehen für die gebräuchlichsten Lampen aus der dem Werk von B. Monasch (l. c., S. 114) entnommenen Tabelle 41 hervor.

II. Vakuum-Metalldampfbogenlampen. Die von Picard (1675), Cavendish u. a. beobachtete Elektrolumineszenz stark verdünnten Quecksilberdampfes bildet die Grundlage der von Way (1856), L. Arons (1892) und P. Cooper-Hewitt (1901) konstruierten Vakuum-Quecksilberdampfbogenlampe. Diese besteht aus zwei Quecksilberelektroden (deren positive auch durch Eisen ersetzt werden kann) im Vakuum; der Quecksilberdampf muß eine ganz bestimmte Gasdichte haben und ziemlich rein sein. Zur Zündung der Lampe wird für einen Augenblick zwischen den beiden Elektroden Kurzschluß hergestellt oder an die negative Elektrode ein sehr hohes Potential angelegt. Die Quecksilberdampflampen für 50 V. Spannung sind 64 cm lang; bei 100—120 V. werden 2, bei 200—240 V. 4 zu 71 cm Länge hintereinandergeschaltet.[4] Letztere Sorte liefert ca. 350 HK bei 0,35—0,45 W/HK. Die nützliche Brenndauer beträgt (wenn man von der etwa 20 % betragenden Verminderung der Lichtstärke in den ersten 100 Stunden absieht) 7000 Stunden. Gegen Spannungsschwankungen ist die Quecksilberlampe ziemlich unempfindlich; sie brennt infolgedessen sehr ruhig und erfordert auch keine Wartung. Diesen Vorzügen steht der Nachteil der spektralen Zusammensetzung des Quecksilberbogenlichts gegenüber; da dasselbe keine roten Strahlen enthält, ist es zur Erkennung von Farben ungeeignet; dagegen kann es allenthalben da angewendet werden, wo es nur auf die Sehschärfe ankommt. Man hat auch Versuche angestellt, dem Quecksilberdampf andere Gase (Rizet, 1880), bzw. dem Quecksilber fremde Metalle (Hewitt; E. Gehrke und O. v. Baeyer) zur Verbesserung der Farbe des Bogenlichtes zuzusetzen. Ferner

1 Vgl. W. G. Gady u. H. D. Arnole, Phys. Z. **8.** 890, 1907. — 2 Electrician **55,** 120, 1905. Ecl. él. **48,** 281, 1906. S. auch Solman, Elektrot. Z. **21,** 675, 1900. — 3 S. hierzu W. B. von Czudnochowski, Phys. Z. **5,** 99, 1904. — 4 Neuerdings werden auch Lampen mit kürzeren Rohren konstruiert.

… Kohlefadenglühlampen kombiniert sind; …ten Lichtes (BASTIAN). …mpen mit konzentrischen Elektroden kon… SIEDENTOPF), bei denen die Hauptmenge …ositiven Krater hat. Als Leuchtquelle für …lampe von HERAEUS (bis $\lambda = 220\,\mu$) und … 253 μ).

…berlampe mit der Dauerbrand-Bogenlampe … worden, bei welcher der Bogen zwischen …mpf oder im Dampf von Amalgamen über… eigentlich eine besondere Form des Typus 2 … sowie das Hg-Bogenspektrum. Eine Lampe …nen Verbrauch von 0,42 W/HK.

…ungen natürlicher u. künstlicher Lichtquellen.

…isch-optischen Methoden zur energetischen Unter… S. 131 u. 165) sowie für die physiologische und hygienische Seite der Beleuchtungstechnik ist die spektroskopische Vergleichung natürlicher und künstlicher Lichtquellen von großer Bedeutung. Zahlreiche ältere und neuere Untersuchungen haben auf die spektrale Zerlegung des Lichtes der betreffenden Leuchtquellen verzichtet und sich mit der Verwendung von Lichtfiltern begnügt; wenn auch dieser Methode erhebliche Mängel und Fehlerquellen anhaften, so reichen sie immerhin zur Orientierung bei gewissen Fragen aus. Das einzige exakte Verfahren zur spektralen Vergleichung beruht indessen auf der Verwendung spektrophotometrischer Vorrichtungen; das wichtigste über derartige Apparate und Messungen ist auf S. 129f. gesagt worden.

…Gasbel. 1905, 217.)
… Spiritusglühlicht
… Polarglühlampe
… Acetylen-Leuchtturmbrenner
… Acetylenglühlicht

Auf die Vergleichung verschiedenfarbiger Spektralgebiete brauchen wir hier nicht einzugehen, da derartige Messungen in der Praxis nur selten erforderlich sind und das wichtigste darüber bereits S. 71f. gesagt wurde. Der spektroskopische Vergleich verschiedener Strahler kann in der Weise durchgeführt werden, daß die Intensität einer der beiden Lichtquellen, z. B.

der Normallampe, für alle Spektralgebiete = 1 gesetzt und das absolute Intensitätsverhältnis

$$\frac{J\lambda \text{ (Lichtquelle)}}{J'\lambda \text{ (Normallampe)}}$$

für die einzelnen Wellenlängen durch photometrische Einstellung ermittelt wird. Derartige, von A. Rudolph[1] mit dem A. Königschen Spektrophotometer gewonnene, auf die Hefnerlampe bezogene spektrale Verhältniszahlen sind in Fg. 98 graphisch dargestellt.

Meist handelt es sich nicht um das absolute Lichtstärkeverhältnis, sondern um relative Zahlen, die in folgender Weise erhalten werden. Man dividiert die für die einzelnen Spektralgebiete bei beliebiger Aufstellung der beiden Lichtquellen erhaltenen Verhältniszahlen durch den für eine bestimmte Wellenlänge, z. B. für $\lambda = 0{,}555\,\mu$ (Tab. 42) erhaltenen Wert, bildet also den Quotienten

$$\frac{J\lambda \text{ (Lichtquelle)}}{J\lambda \text{ (Normallampe)}} : \frac{J\lambda_0 \text{ (Lichtquelle)}}{J\lambda_0 \text{ (Normallampe)}};$$

d. h. man setzt das Helligkeitsverhältnis beider Lampen für diese Wellenlänge = 1, was man auch in Wirklichkeit durch geeignete Entfernung der Lampen vom Photometer (oder auf ähnlichem Wege, vgl. S. 106) erreichen könnte. Der Vorzug dieser Art der Darstellung wird gleich ersichtlich werden. Auf diese Weise sind z. B. von H. C. Vogel[2] die Resultate spektrophotometrischer Vergleiche verschiedener Lichtarten wiedergegeben worden, die in Tabelle 42 verzeichnet sind.

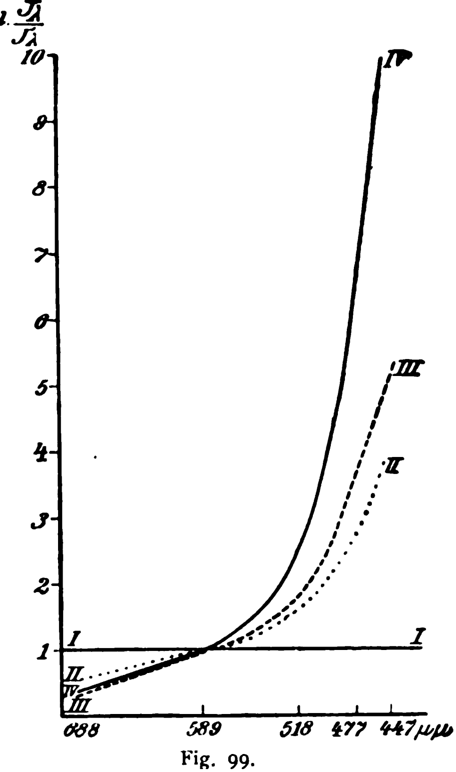


Fig. 99.
(Nach W. Nernst u. E. Bose, Phys. Z. 1, 290, 1900.)
I = schwach belastete Glühlampe
II = normal belastete Glühlampe
III = Auerlampe
IV = Bogenlampe.

Tabelle 42.

	λ (μ) =	633	600	555	517	486	464	444	426
1.	Petroleum / Sonne	2,32	1,75	1,00	0,52	0,27	0,18	0,11	0,10
2.	Petroleum / Bogen	1,90	1,49	1,00	0,64	0,43	0,32	0,25	0,20
3.	Sonne / Bogen	0,80	0,83	1,00	1,25	1,59	1,89	2,24	2,00
4.	Petroleum / Klarer Himmel	3,98	2,52	1,00	0,40	0,19	0,09	0,04	0,02
5.	Petroleum / Mond	2,20	1,64	1,00	0,62	0,40	0,29	0,22	0,18

1 J. f. Gasbel. 1905, 217. — 2 Berliner Monatsber. 1880, 801.



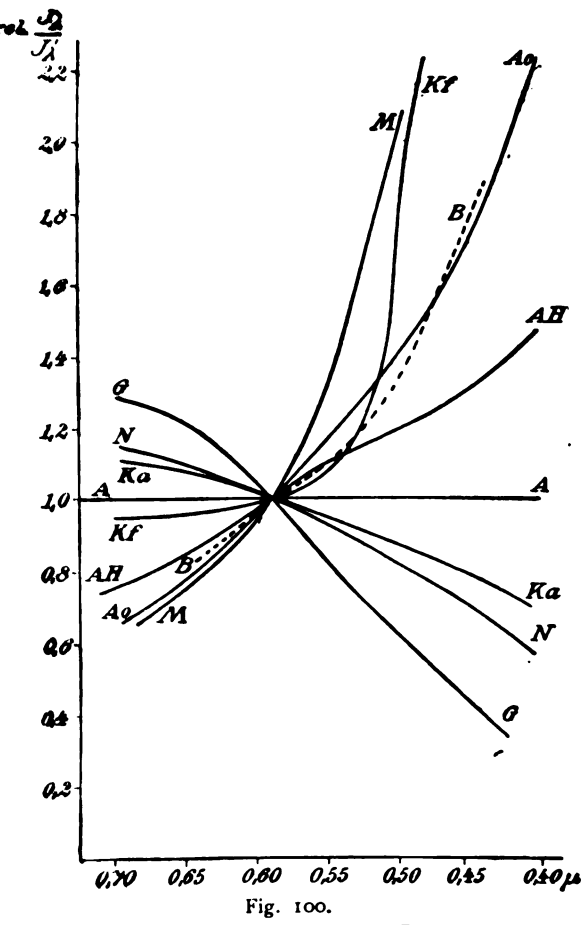


Fig. 100.

(Nach L. W. Hartmann, Phys. Z. 5, 5, 1904.)

A = Azetylenflamme in Luft
Ka = Kalklicht (alt)
N = Nernstlampe
G = Gew. Gasflamme
Kf = Kalklicht (frisch)
AH = Azetylen-Wasserstoffflamme in Sauerstoff
Ao = Azetylenflamme i. Sauerstoff
B = Bogenlampe
M = Magnesiumlicht

Reihe 1 zeigt beispielsweise, daß das Petroleumlicht verhältnismäßig viel mehr rote, aber sehr viel weniger blaue Strahlen enthält, als die Sonnenstrahlung; Reihe 2 und 3 lassen erkennen, daß das Petroleumlicht erheblich rötlicher, das Sonnenlicht dagegen erheblich bläulicher erscheinen muß, als die unter gleichen Bedingungen betrachtete Strahlung der Bogenlampe.

Veranschaulichen wir uns die Ergebnisse derartiger, auf eine bestimmte Normallampe bezogener Messungen graphisch, indem wir die durch den oben angegebenen Quotienten ausgedrückten Verhältniszahlen in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge darstellen, so erhalten wir für die untersuchten Lichtquellen charakteristische Kurven, die sich alle auf der parallel zur Abszisse im Abstand 1 verlaufenden Normallampenlinie in dem der Wellenlänge λ_0 entsprechenden Punkt schneiden. Eine solche graphische Darstellung, wie sie z. B. in den Figuren 99 und 100 gegeben ist, ermöglicht einen sofortigen Überblick über die spektrale Zusammensetzung der Strahlung verschiedener Lichtquellen.

Von den älteren, auf eine bestimmte Normallampe bezogenen Messungsreihen sei die folgende, von W. H. Pickering[1] ermittelte Tabelle angeführt:[2]

$$\frac{J_\lambda \text{ (Lichtquelle)}}{J'_\lambda \text{ (Argandbr.)}} : \frac{J_D \text{ (Lichtqu.)}}{J'_D \text{ (Arg.-Br.)}}$$

	C	D	b	F ½ G
Sonne	0,45	1,00	2,50	29,71
Mond	0,87	1,00	1,55	3,63
Elektr. Bogenlampe	0,61	1,00	1,21	7,35
Magnesiumlampe	0,50	1,00	2,23	11,29
Drummondlampe	0,59	1,00	1,13	2,85
Gaslicht	0,74	1,00	1,03	1,25
Normalkerze	0,78	1,00	1,04	1,34

Eine sehr sorgfältige, für viele Berechnungen etc. (vgl. S. 166) verwertbare Zusammenstellung hat auf Anregung A. Königs Else Köttgen geliefert. Ihrer Arbeit

[1] Proc. Amer. Acad. 15, 236, 1880. — [2] Siehe ferner die Zusammenstellungen bei H. Kayser, Handb. d. Spektr. Bd. II, S. 126 ff; W. Biegon v. Czudnochowski, Das elektr. Bogenlicht, S. 29.

sind die in Tab. 43a verzeichneten, mittels des KÖNIGschen Spektrophotometers gewonnenen Verhältniszahlen entnommen.

Tabelle 43a.

Spektrale Verhältniszahlen nach E. KÖTTGEN. (W. A. **53**, 793, 1894.)

$$\frac{J\lambda}{J'\lambda\,(\text{Hefnerl.})} : \frac{J_{0{,}59}}{J'_{0{,}59}\,(\text{H. L.})}$$

λ (μμ)	Petroleum-Millionlampe	Auerlampe neuer Glühkörper	Auerlampe alter Glühkörper	Himmelslicht (im August) Blauer Himmel	Schleierwolken	Weiße Wolken	Sonne I	Sonne II
690	0,9680	—	—	0,2059	0,2523	0,3651	0,3064	0,3033
670	0,9714	0,6070	0,4890	0,3007	0,3319	0,4638	0,3569	0,3882
650	0,9727	—	—	0,3960	0,4310	0,5621	0,4488	0,4833
630	0,9800	0,8055	0,7057	0,5304	0,5714	0,6859	0,6039	0,6193
610	0,9878	—	—	0,7406	0,7607	0,8184	0,7868	0,8014
590	1	1	1	1	1	1	1	1
570	1,014	—	—	1,582	1,573	1,560	1,340	1,345
550	1,040	1,255	1,411	2,316	2,237	2,141	1,868	1,865
530	1,066	—	—	3,494	3,219	2,946	2,537	2,581
510	1,095	1,561	1,956	5,750	4,815	4,304	3,681	3,629
490	1,126	—	—	9,411	7,388	6,652	5,559	5,475
470	1,159	1,931	2,694	18,17	13,34	11,87	8,653	8,786
450	1,196	—	—	33,95	24,53	19,85	—	[illegible]
430	1,236	2,318	3,565	61,63	36,52	30,73	19,180	19,738

In Tab. 43b sind die von W. VOEGE mittels Lichtfiltern für zahlreiche Leuchtquellen erhaltenen, auf eine 100-kerzige Kohlefadenglühlampe für 110 V. bzw. auf Tageslicht bei bedecktem Himmel bezogenen Werte zusammengestellt; obgleich die Zahlen nicht die Bedeutung spektrophotometrisch gewonnener Daten besitzen, erscheinen sie doch mitteilenswert, da sie viele der neuesten Lampensorten betreffen, über die spektroskopische Messungen zurzeit noch nicht vorliegen. Als Lichtfilter dienen folgende Jenenser Gläser von Gebr. Schott:

Farbe	Fabrik-No.	Spektralgebiet	Maximum der Intensität bei
Äußerstes Rot	2745 + 450III	0,66—0,75 μ	0,72 μ
Rot	2745	0,59—0,65 μ	0,64 μ
Gelbgrün	433III	0,50—0,65 μ	0,56 μ
Grün	431III	0,47—0,56 μ	0,53 μ
Blau	447III	0,40—0,47 μ	0,44 μ

Tabelle 43b.

Spektrale Verhältniszahlen nach W. VOEGE. (J. f. Gasbel. 1905, 512.)

a) $$\frac{J\lambda}{J'\lambda\,(\text{Glühlampe})} : \frac{J\ \text{gelbgrün}}{J'\ \text{gelbgrün (Glühlampe)}}$$

λ ca. (μ)	Petroleum-Rundbr. 20 HK	Azetylen 30 HK	Auerlampe	Osmiumlampe	Tantallampe 25 HK	Nernstlampe 80 HK	Bogenlampe 8 Amp.
0,72	1,34	—	—	—	—	0,79	0,63
0,64	1,20	0,78	0,69	0,96	0,93	0,90	0,77
0,56	1	1	1	1	1	1	1
0,53	0,92	1,08	1,11	1,01	1,00	1,06	1,22
0,44	0,61	1,37	1,10	1,19	1,095	1,20	2,27

λ ca. (μ)	Bremerlicht 8 Amp.	Flammenbogenlampen (Siemens & Co.) rote Kohlen	gelbe Kohlen	weiße Kohlen	Carbonelampe mit Opalglocke 10 Amp.	Hg-Dampflampe Heräus	Tageslicht bedeckter Himmel
0,72	0,32	—	—	—	—	—	0,37
0,64	0,99	0,95	0,66	0,55	0,73	—	0,57
0,56	1	1	1	1	1	1	1
0,53	0,85	1,13	0,94	1,53	1,07	0,98	1,26
0,44	0,35	2,28	1,20	5,4	2,25	2,97	5,1

b) $\frac{J\lambda}{J'\lambda \text{ (Tageslicht bed. Himmel)}} : \frac{J \text{ gelbgrün}}{J' \text{ gelbgr. (Tagesl.)}}$

λ ca. (μ)	Blauer Himmel	Sonne	Petroleum-lampe	Azetylen-lampe	Auer-lampe	Kohle-fadenglüh-lampe	Osmium-lampe	Tantal-lampe
0,72	0,65	0,8	3,62	—	—	2,70	—	2,14
0,64	0,77	0,9	2,1	1,37	1,21	1,76	1,68	1,63
0,56	1	1	1	1	1	1	1	1
0,53	1,33	0,85	0,73	0,86	0,88	0,79	0.80	0,79
0,44	1,65	0,65	0,12	0,27	0,22	0,197	0,234	0,214

λ ca. (μ)	Nernst-lampe	Bogen-lampe	Bremer-licht	Flammenbogenlampen (Siemens)			Hg-Dampf-lampe
				rote K.	gelbe K.	weiße K.	
0,72	2,14	1,70	0,87	—	—	—	—
0,64	1,58	1,35	1,90	1,68	1,16	0,97	—
0,56	1	1	1	1	1	1	1
0,53	0,84	0,97	0,67	0,90	0,75	1,21	0,78
0,44	0,24	0,45	0,07	0,45	0,24	1,05	0,58

c) $\frac{J\lambda}{J'\lambda \text{ (Glühlampe)}} : \frac{J \text{ gelbgrün}}{J' \text{ gelbgr. (Glühl.)}}$
(Einfluß der Glocke etc.)

λ ca. (μ)	Kohlefadenglühlampe mit Mattglasbirne	Nernstlampe	
		ohne Glocke	m. Opalglocke
0,72	—	0,79	—
0,64	1,24	0,89	0,84
0,56	1	1	1
0,53	0,97	1,06	0,94
0,44	0,77	1,20	1,01

Von anderen neueren Untersuchungen seien die Arbeiten von W. Nernst und E. Bose über die spektrale Zusammensetzung des Auerlichts[1], der die Fig. 99 entnommen ist, und von L. W. Hartmann[2] über die Nernstlampen erwähnt; die hierhergehörigen Resultate der letztgenannten Untersuchung sind in Fig. 100 dargestellt. Über den Temperatureinfluß bei elektrischen Lampen s. P. Vaillant, C. R. **142**, 81, 1906.

Auf die spektralen Verhältnisse der Emission einzelner Substanzen kommen wir im Kapitel »Absorption« zurück.

Die Verwendung spektralphotometrischer Vergleichungen zur Ermittelung der Gesamthelligkeit wurde bereits auf S. 131 besprochen. Über die spektrale Helligkeitskurve der Hefnerlampe, der Azetylenflamme und der Nernstlampe sehe man u. a. die Arbeiten von L. W. Hartmann[2] und von A. Rudolph.[3]

Die physiologische und hygienische Bedeutung der Farbe des Lichtes für künstliche Beleuchtung wurde schon mehrfach erwähnt (vgl. S. 150); es sei noch darauf hingewiesen, daß auch für Leuchtfeuer die spektrale Beschaffenheit des Lichtes wichtig ist; nach A. Rudolph[4] sind rote und grüne Lichter nur auf erheblich geringere Entfernungen sichtbar als ein weißes von gleicher Lichtstärke (wobei wohl das Purkinje-Phänomen mitspielt).

---

1 Phys. Z. **1**, 289, 1900. Weitere Untersuchungen hierüber sind bei C. R. Böhm (Das Gasglühlicht, S. 386) zitiert. — 2 Phys. Z. **5**, 1, 1903. — 3 J. f. Gasbel. 1905, 217 (aus »Zeitschr. d. Vereins Deutscher Ingenieure«, 1904). — 4 Phys. **5**, 36, 1904.

2. Die Temperatustrahlung der Dämpfe und Gase.

Während die Erforschung der Temperaturstrahlung fester und flüssiger Körper zu einem theoretisch wie experimentell wohlbegründeten Lehrgebäude geführt hat, läßt sich über die thermische Emission der Dämpfe und Gase zurzeit noch nicht viel berichten. Ohne zunächst auf den spektralen Charakter der Strahlung von Gasen etc. einzugehen, mögen einige Ausführungen über die Haupttypen der Spektren und über die Hilfsmittel zur Untersuchung der Spektren folgen.

Arten der Emissionsspektren.

Wir unterscheiden bekanntlich 3 Arten von Emissionsspektren:[1]

1. Kontinuierliche Spektren.
2. Bandenspektren.
3. Linienspektren.

Ad 1. Als kontinuierliche Spektra wollen wir solche Spektren auffassen, deren Energiekurve sich als geschlossen erweist und keine (oder nur ganz unwesentliche, vgl. z. B. Fig. 15 auf S. 48) Zackenbildung zeigt. Bei kontinuierlichen Spektren tritt also auch bei stärkster Dispersion keine Auflösung in Spaltbilder (Linien) ein.

Ad 2. Als Bandenspektren betrachten wir solche Spektren, welche sich bei starker Dispersion als aus linienreichen »Banden« zusammengesetzt erweisen oder wenigstens sehr ausgesprochene Zackenbildung der Energiekurve zeigen. Im sichtbaren Spektralgebiet haben die Bandenspektren oft das Aussehen einseitig beleuchteter kannelierter Säulen (kanneliertes oder Säulenspektrum); diese Erscheinung beruht darauf, daß die einzelnen Linien nach dem einem Rand hin immer näher zusammenrücken. Die linienreiche Seite erscheint scharf begrenzt. Bisweilen sind beide Seiten einer Bande scharf, häufiger sind beide unscharf.

Ad 3. Als Linienspektren bezeichnen wir die aus einzelnen, nicht bandenförmig gruppierten Linien bestehenden Spektren. Zwischen Banden- und Linienspektren besteht ein prinzipieller Unterschied, insofern die Gruppierung der Linien in beiden Spektralklassen verschiedenen Gesetzen folgt (vgl. das Kapitel »Elektroluminescenz«). Die Zahl der Linien variiert für die verschiedenen Elemente außerordentlich; für ein bestimmtes Element ist sie von der Art der Strahlungserregung abhängig. Die Linien sind oft scharf begrenzt, oft aber auch unscharf; ist die Unschärfe durch Versuchsbedingungen hervorgerufen, so bezeichnet man die Erscheinung als Verbreiterung; diese kann ein- oder zweiseitig sein. Wenn dichte Gasschichten variabler Temperatur emittieren, kann eine Linie einmalige oder mehrfache Selbstumkehr (Absorption der Strahlung in kälteren Gasschichten etc.) zeigen.

Linienspektren finden sich nur bei Elementen; Bandenspektren werden von Elementen wie auch von Verbindungen emittiert. Fast alle Elemente können je nach den Erregungsbedingungen verschiedene Spektren emittieren, meist ein kontinuierliches, ein Banden- und mehrere Linienspektren. Bisweilen treten Kombinationen der einzelnen Spektraltypen auf.

Hilfsmittel zur Beobachtung und Messung der Strahlung von Dämpfen und Gasen.

Die Messung der Gesamtstrahlung geschieht in ganz analoger Weise, wie bei strahlenden festen Körpern (vgl. S. 19). Bolometer und Thermosäule bilden die zweckmäßigsten Messinstrumente.

---

1 Vgl. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie Bd. I; ferner A. Hagenbach und H. Konen, Atlas der Emissionsspektren der meisten Elemente. Jena 1905 (G. Fischer), S. 66—67. Während des Druckes erschienen: Emil Baur, Kurzer Abriß der Spektroskopie und Kolorimetrie, Bredigs Handbuch Bd. V. Leipzig, J. A. Barth, 1907. S. ferner E. C. C. Baly, Spectroscopy, London 1905.

Die Messung der Energieverteilung in Gasspektren erfordert Versuchsanordnungen, welche denen auf S. 19ff. beschriebenen ähnlich sind. Näheres findet man in den vortrefflichen Arbeiten von F. PASCHEN[1] und FRANK VERY.[2] Die Anwendung der Thermosäule zur Bestimmung der Energieverteilung in Linienspektren bis ins ultraviolette Gebiet hat A. PFLÜGER[3] beschrieben. Im sichtbaren Gebiet kann man die Energieverteilung auch photometrisch auf Grund der S. 39 gegebenen Ausführungen ermitteln. So hat LANGENBACH auf Veranlassung von H. KAYSER die Energieverteilung in einigen Linienspektren durch spektrophotometrischen Vergleich der Helligkeit der Linien mit entsprechenden Streifen im Spektrum einer Glühlampe festgestellt, deren spektrale Energieverteilung mittels der RUBENSschen Thermosäule gemessen war.[4]

Theorie, Konstruktion und Anwendung der Spektralapparate.

Die außerordentliche Bedeutung der spektroskopischen Forschung für die physikalische Chemie wird es rechtfertigen, wenn die Lehre von den Spektralapparaten ausführlicher dargestellt wird, als es auf den ersten Blick dem Raum des vorliegenden Buches angemessen scheint. Eine etwas weiter angelegte Schilderung ist vielleicht um so angebrachter, als in den Leitfäden der physikalischen und physikochemischen Messungen, wie auch in den kleineren Grundrissen der Spektroskopie die Theorie der Spektralapparate nur ganz kurz berührt wird. Der Physikochemiker muß aber unbedingt imstande sein, die Leistungsfähigkeit eines fertigen Apparates oder einer selbst konstruierten Versuchsanordnung zu kritisieren. Deshalb sollen im folgenden die wichtigsten Grundformeln für spektroskopische Hilfsmittel angeführt werden, deren Diskussion und Anwendung auch dem mathematisch weniger Geübten keine Schwierigkeit bereitet. Auf Ableitungen der Gleichungen muß natürlich meist verzichtet werden.

Als Quelle für die folgenden Ausführungen diente mir vor allem H. KAYSERS Handbuch der Spektroskopie (Bd. I); die vortreffliche Darstellung der Theorie und Praxis der Spektroskopie, welche H. KAYSER und H. KONEN in diesem Werk gegeben haben, ist so umfassend, daß ein Zurückgreifen auf Originalabhandlungen für die Bearbeitung des folgenden Abschnittes kaum nötig war, vielmehr lehnt sich derselbe eng an KAYSERS Handbuch an und soll nur einen Versuch darstellen, von den in jenem monumentalen Werk niedergelegten Resultaten das für die physikochemische Forschung Wichtige dem Chemiker in möglichst knapper Form zugänglich zu machen. Literaturangaben, die bei H. KAYSER in größter Vollständigkeit zusammengestellt sind, finden sich im folgenden nur an wenigen Stellen, wo sie aus historischen Gründen oder im Interesse der Orientierung unbedingt nötig erscheinen.

Dispergierende Mittel.

Als dispergierende Mittel dienen in der Spektroskopie vornehmlich:

I. Prismen. II. Gitter.

I. *Prismen.*[5]

Strahlengang in einem Prisma. Wir betrachten nur solche Strahlen, welche in dem (senkrecht zur brechenden Kante gelegenen) Hauptschnitt verlaufen. In Fig. 101a ist der Gang eines Strahles bei beliebiger Stellung des Prismas, in Fig. 101b bei dem »Minimum der Ablenkung« (symmetrischem Strahlengang) skizziert. Allgemein gelten die Gleichungen

[1] W. A. **50**, 409, 1893; **51**, 1, 1894. — [2] Bull. Weather Bureau 1900. — [3] Phys. Z. **4**, 861, 1903; **5**, 34, 1904. Vgl auch W. J. H. MOLL, Beibl. **1907**, 595 — [4] BOLTZMANN-Festschrift, 1904, S. 38. — [5] Vgl. H. KONEN in Kaysers Handbuch Bd. I, Kap. 3; H. KAYSER, ebenda Kap. 5.

$$\alpha = r + r_1 \tag{1}$$
$$\delta = i + i_1 - \alpha \tag{2}$$
$$\sin i = n \sin r \tag{3a}$$
$$\sin i_1 = n \sin r_1 \tag{3b}$$

$$\sin i' = \sin\alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos\alpha \sin i; \quad n = \sqrt{\left(\frac{\sin i' + \cos\alpha \sin i}{\sin\alpha}\right)^2 + \sin^2 i}. \tag{4}$$

Ist $i = 0$, so folgt

$$n = \frac{\sin\alpha + \delta}{\sin\alpha}. \tag{4a}$$

Bei der Minimumstellung wird

$$n = \frac{\sin\frac{\alpha + \delta}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}. \tag{4b}$$

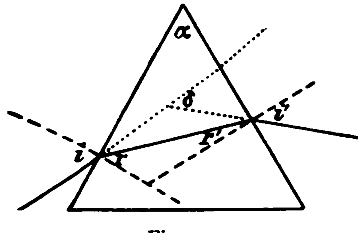


Fig. 101 a.

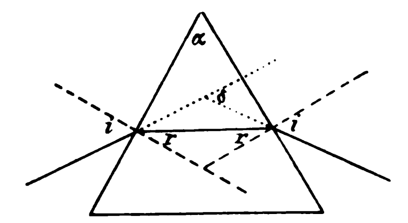


Fig. 101 b.

Die für zahlreiche spektroskopische etc. Messungen wichtige Ermittelung des Brechungsindex ist also auf die mit großer Genauigkeit ausführbare Bestimmung dreier Winkel zurückgeführt. Man achte bei allen spektroskopischen und verwandten Untersuchungen darauf, daß alle vorkommenden Werte für n und λ auf die in Wirklichkeit vorliegenden Medien (Luft-Glas, Vakuum-Glas oder dergl.) bezogen sind! Zur Umrechnung dienen die Formeln

$$n_{a,b} = \frac{n_{a,c}}{n_{b,c}}; \qquad \lambda_m = \frac{\lambda_{Ae}}{n_{Ae,m}}; \tag{5}$$

a, b, m sind verschiedene Medien, Ae bedeutet den freien Äther. Der Brechungsexponent für den Übergang aus dem freien Äther (Vakuum) in Luft beträgt nach H. KAYSER und C. RUNGE[1]

für	$\lambda = 600\ \mu\mu$	$\lambda = 300\ \mu\mu$
bei der Temp. T (C°)	bei 760 mm Druck	
0	1,000 290	1,000 306
15	1,000 277	1,000 290
20	1,000 272	1,000 285
25	1,000 267	1,000 280
bei dem Druck in mm	bei 0° C.	
760	1,000 290	1,000 306
750	1,000 286	1,000 302
740	1,000 282	1,000 298
730	1,000 279	1,000 294

Abbildung prismatisch abgelenkter Strahlenbüschel. Wenn wir einen monochromatisch beleuchteten, weit entfernten Spalt von endlicher Breite durch ein Prisma, dessen brechende Kante dem Spalt parallel gestellt ist, mit

[1] H. KAYSER und C. RUNGE, Abh. d. Berl. Akad. 1893, 13; W. A. 50, 293, 1893; H. KAYSER, Handbuch Bd. I, 719.

dem bloßen Auge oder mit einem Fernrohr betrachten, oder sein Bild mittels einer Linse auf einen Schirm projizieren, so ist die Breite des subjektiv oder objektiv dargestellten Spaltbildes abhängig von der Stellung des Prismas. Erscheint das Spaltbild ohne Brechung im Prisma vom Einfallspunkt aus gesehen unter dem Winkel $d\sigma$, nach der Ablenkung durch das Prisma vom Austrittspunkt aus gesehen unter dem Winkel $d\beta$, so erhalten wir durch Differentiation der Gl. 1—3b, indem wir $di = d\sigma$ und $di_1 = d\beta$ setzen, um Verwechslungen mit dem in Gl. 10a vorkommenden di_1 zu vermeiden, die Beziehung

$$d\beta = -\frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r} d\sigma. \qquad (6)$$

Wir messen die kleinen Winkel $d\sigma$ und $d\beta$ durch den Quotient aus linearer Breite und Entfernung des Spaltes resp. Bildes vom Auge, Brennpunkt der Linse oder dergl.; man nennt diese Größen »Winkelbreiten«.

Bei streifendem Eintritt ist das Spaltbild also unendlich schmal, nimmt mit kleiner werdendem Einfallswinkel an Breite zu, und wird bei streifendem Austritt unendlich breit. Während also die Bildbreite zwischen 0 und ∞ variiert, bleibt die Bildhöhe stets dieselbe. Befindet sich das Prisma in der Minimumstellung, so ist $d\beta = d\sigma$, d. h. das Spaltbild erscheint ebenso breit, wie bei Abwesenheit des Prismas. Analoge Beziehungen bestehen, wenn paralleles Licht von einem unendlich entfernten Spalt auf das Prisma trifft, nur haben wir für $d\sigma$ die reziproke Breite des in das Prisma eintretenden Strahlenbündels $\frac{1}{a_0}$ und für $d\beta$ die reziproke Breite des austretenden Bündels $\frac{1}{a}$ einzusetzen:

$$a = -\frac{\cos i' \cos r}{\cos i \cos r'} a_0, \qquad (7)$$

in der Minimumstellung ist also $a = a_0$.

Diese Gleichung gilt für den Fall, daß die vordere Prismenfläche so groß ist, daß für alle Werte von i die Bündelbreite a_0 konstant bleibt. Ist dies nicht der Fall, und bezeichnen wir mit s die Seitenlänge des (gleichschenkligen) Prismas, so ist die Breite des austretenden Bündels gegeben durch die Beziehungen

$$\text{wenn } i > i_{\min}, \qquad a = s\frac{\cos i' \cos r}{\cos r'}; \qquad (8)$$

$$\text{wenn } i < i_{\min}, \qquad a = s \cos i'; \qquad (8a)$$

$i_{\min}$ bedeutet den zur Minimumstellung gehörenden Einfallswinkel.

Wir haben noch die höchst wichtige Frage nach dem Einfluß der Öffnung der abbildenden Linse im Anschluß an die von Lord RAYLEIGH entwickelte Theorie zu besprechen. Wir wollen zunächst annehmen, die Öffnung sei rechteckig, wie es der Fall ist, wenn die Prismenfläche kleiner ist als diejenige der abbildenden Linse. Der abzubildende Spalt sei unendlich schmal, also eine leuchtende Linie. Für diesen Fall ergibt sich infolge der Beugungswirkung im Linsenbild eine Abbildung, welche quer zur Richtung des Linienbildes die in Fig. 102 punktierte Intensitäts-

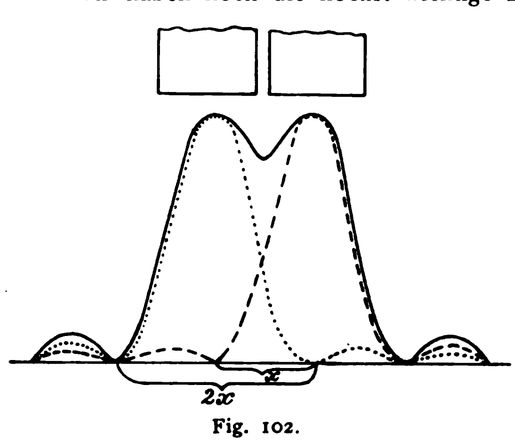


Fig. 102.

verteilung zeigt. Das zentrale Band von der Breite $2x$ bezeichnen wir wegen seiner überwiegenden Intensität als das Bild der Lichtlinie. Für die halbe Bildbreite ergibt sich nach der Beugungstheorie die Beziehung

$$x = \frac{\lambda f}{a}, \tag{9}$$

worin λ die dem monochromatischen Spaltbild entsprechende Wellenlänge, f die Linsenbrennweite, a die Bündelbreite (Breite der rechteckigen Öffnung) bedeutet. Den Quotienten

$$\frac{x}{f} = \frac{d\beta}{2} = \frac{\lambda}{a} \tag{9a}$$

nennt man die »halbe Winkelbreite« des Linienbildes. Ist die Öffnung nicht rechteckig, sondern rund, so tritt in Gl. 9 rechts noch der Faktor 1,22 hinzu.

Wir wollen hier gleich eine sehr wichtige Frage beantworten: Wann werden zwei monochromatische Linienbilder, etwa die beiden Na-Linien, die infolge prismatischer Zerlegung entstehen, durch eine Linse so dargestellt, daß sie (bei genügender Vergrößerung) getrennt gesehen werden? Rayleigh hat gezeigt, daß dies der Fall ist, wenn das Helligkeitsmaximum des Bildes der zweiten (gleich hellen) Linie gerade auf das erste Minimum der ersten fällt, wie es die gestrichelte und die punktierte Kurve in Fig. 102 zeigen. Es entsteht dann eine Helligkeitsverteilung, wie sie durch die ausgezogene Kurve dargestellt ist; die Intensitätsverminderung auf ca. 0,8 des maximalen Wertes in der Mitte genügt zur getrennten Wahrnehmung. Der Winkelabstand der beiden Maxima $d\gamma$ muß also nach Gl. 9a

$$d\gamma = \frac{\lambda}{a} \tag{9b}$$

sein. Eine vollständige Trennung der Linien würde erst bei doppeltem Abstand der Maxima eintreten.

Prismen-Spektralapparate. Die nähere Besprechung der Konstruktion der Prismenspektroskope erfolgt auf S. 213 u. 217ff. Hier müssen nur einige für das Verständnis der weiteren theoretischen Besprechungen notwendige Bemerkungen über das Kollimatorrohr und über das Prisma vorausgeschickt werden.

Kollimatorrohr. Wenn sich der Spalt in unendlicher Entfernung vom Prisma befindet, so kommen nur ebene Wellen in Betracht, was von Vorteil ist; ebenso werden die gegenseitigen Entfernungen der Apparatenteile ohne Einfluß. Aus diesen Gründen ist es zweckmäßig, den Spalt in den Brennpunkt einer Linse, der Kollimatorlinse, zu bringen.

Minimumstellung des Prismas. Eine exakte Abbildung des Spaltes ist nur in dem Falle möglich, wenn die abbildenden Strahlenbündel das Prisma symmetrisch durchlaufen haben. Nur dann ist jedes Bündel »homozentrisch«, d. h. es hat einen Bildpunkt, von dem sich ein reelles oder virtuelles Bild durch eine Linse erhalten läßt. Ferner hat das Prisma in der Minimumstellung keine vergrößernde oder verkleinernde Kraft (vgl. S. 200); benachbarte Spaltbilder liegen in einer Ebene und gelangen bei einer bestimmten Stellung des Okulars zur Beobachtung, oder bei einer bestimmten Lage der photographischen Platte zu scharfer Darstellung.

Beschaffenheit des prismatischen Spektrums.

An ein jedes Spektrum stellt man folgende Anforderungen:

1. geeignete lineare Größe,
2. zweckmäßige Dispersion,
3. möglichste Reinheit bezw. auflösende Kraft,
4. große Helligkeit und richtige Verteilung derselben.

Ad 1. Die lineare Größe hängt unter sonst gleichen Umständen ab von der Brennweite des Fernrohrs und von der Vergrößerung des Okulars bzw. von der Brennweite des photographischen Objektivs; durch Änderung dieser Faktoren kann sie (nicht aber die Dispersion und die Reinheit!) beliebig variiert werden.

Ad 2. Wir unterscheiden die Winkeldispersion, die charakteristische Dispersion, die Gesamtdispersion und die partielle Dispersion.

Die Winkeldispersion D ist gegeben durch den Winkel zwischen zwei austretenden Strahlen von den Wellenlängen λ resp. $\lambda + d\lambda$; es ergibt sich die Beziehung

$$D = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{d\delta}{dn}\,\frac{dn}{d\lambda}. \tag{10}$$

Da $\delta = i + i' - \alpha$ ist, wird, falls i und α konstant bleiben und nur die Prismensubstanz variabel ist,

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{di'}{dn}; \tag{10a}$$

für $\frac{di'}{dn}$ läßt sich aus Gl. 1—3b leicht der Ausdruck

$$\frac{di'}{dn} = \frac{\sin\alpha}{\cos r \cos i'} \tag{10b}$$

finden, so daß wir für die Winkeldispersion die Gleichung

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{\sin\alpha}{\cos r \cos i'}\,\frac{dn}{d\lambda} \tag{11}$$

haben.

$\frac{dn}{d\lambda}$ ist die für die Prismensubstanz charakteristische Dispersion; sie hängt von der gültigen Dispersionsgleichung ab und ist auf Grund experimenteller Beobachtungen einiger Werte $n_{\lambda_1}, n_{\lambda_2}, n_{\lambda_3} \ldots$ etc. zu finden, indem man (am besten nach der Methode der kleinsten Quadrate) die Konstanten der Dispersionsgleichung für das betreffende Material ermittelt und in den durch Differenzierung der Dispersionsformel erhaltenen Ausdruck einsetzt. Gilt z. B. die Cauchysche Gleichung

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}, \tag{12}$$

so ist

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3} \tag{12a}$$

auf Grund weniger Bestimmungen für n zu finden. In diesem Fall wäre also

$$D = \frac{d\delta}{d\lambda} = -\frac{\sin\alpha}{\cos r \cos i'}\cdot\frac{2B}{\lambda^3}. \tag{12b}$$

Gleichung 11 zeigt uns, daß die Winkeldispersion proportional ist der charakteristischen Dispersion; sie hängt ferner in leicht zu übersehender Weise vom Prismenwinkel α, vom Austrittswinkel i' etc. ab. Wird $\cos i' = 0$, d. h. erfolgt streifender Austritt, so ist die Dispersion unendlich groß; wenn $\cos r \cos i'$ ein Maximum ist, hat sie den Minimalwert.

Für die Minimumstellung des Prismas ergibt sich aus Gl. 1—3b

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = 2\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\delta}{2}}\,\frac{dn}{d\lambda} = 2\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}}}\,\frac{dn}{d\lambda} = \frac{2}{n}\,\mathrm{tg}\,i\,\frac{dn}{d\lambda}, \tag{12c}$$

d. h. für eine bestimmte Prismensubstanz hängt bei der Minimumstellung die Winkeldispersion nur von dem brechenden Winkel bzw. von dem durch α bestimmten Einfallswinkel ab.

Als **Gesamtdispersion** bezeichnen wir die Größe

$$\mathfrak{D} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\lambda_1 - \lambda_2}; \qquad (13)$$

für ein einzelnes Prisma können wir schreiben

$$\mathfrak{D} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{n_1 - n_2} \cdot \frac{n_1 - n_2}{\lambda_1 - \lambda_2}. \qquad (13a)$$

Diese Größe setzt sich, ebenso wie die Winkeldispersion, aus zwei Faktoren zusammen, deren erster eine Funktion von α, i und n ist, während der andere, die partielle Dispersion nur von der Prismensubstanz abhängt. Man erkennt, daß die Verteilung (der gegenseitige Abstand) bestimmter Wellenlängen in einem prismatischen Spektrum sowohl vom Prismenmaterial, wie auch von der Prismenstellung abhängig ist (Unterschied vom normalen Gitterspektrum! vgl. S. 209). — Ist für zwei Spektralregionen $\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda'_1 - \lambda'_2$, so gibt der Quotient $\frac{n_1 - n_2}{n'_1 - n'_2}$ Aufschluß über die Dispersionsverhältnisse in den einzelnen Gebieten.

Bei einem einzelnen Prisma mit fester Aufstellung (Minimum für die D-Linie) ist die Gesamtdispersion nicht sonderlich von derjenigen verschieden, die man bei Einstellung der Minimumlage für jedes einzelne Spektralgebiet erhalten würde. Bringt man aber mehrere Prismen hintereinander, so nimmt die Gesamtdispersion nach dem Violett hin mit wachsender Prismenzahl außerordentlich zu; deshalb ist bei mehreren Prismen automatische Minimumerhaltung nötig (vgl. S. 218). Die Formeln für die Dispersion werden im allgemeinen ziemlich verwickelt; man sehe darüber H. Konens Ausführungen in Kaysers Handbuch Bd. I. Wir wollen nur eine Prismenkombination besprechen, nämlich das Young-Thollonsche Paar (Fig. 103). Werden zwei kongruente Prismen vom brechenden Winkel α so aufgestellt, daß jedes einzelne mit Kollimator- resp. Fernrohr fest verbunden, der Eintritts- und der Austrittswinkel 0 ist und die Drehungsachse von der gemeinsamen Kante bei β dargestellt wird, so ist

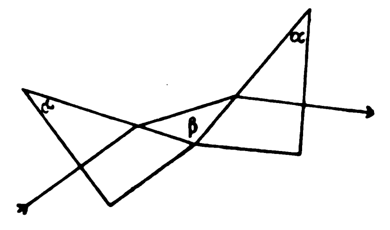


Fig. 103.

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} 2 \operatorname{tg} \alpha. \qquad (14)$$

Die Winkeldispersion ist also proportional der charakteristischen Dispersion. Das Spektrum ist aber keineswegs etwa ein normales (siehe S. 209), für welches $\frac{d\delta}{d\lambda}$ konstant sein muß.

Ad 3. In jedem realen Spektrum entspricht jeder der unendlich vielen Wellenlängen ein Spaltbild von endlicher Breite; die einzelnen Bilder müssen sich also teilweise überdecken. Sind in Fig. 104 S_0, S_1 und S_2 die zu den Wellenlängen λ_0, λ_1 und λ_2 gehörenden Spaltbilder, so sagen wir, das Spaltbild S_0 werde von den Wellenlängen λ_1 und λ_2 begrenzt. Die Differenz $\lambda_0 - \lambda_1 = \lambda_2 - \lambda_0$ sei gleich $d\lambda$. Auf der Mitte des Bildes S_0 treffen Strahlen von allen Wellenlängen zwischen λ_1 und λ_2 zusammen; das durch diese Betrachtung definierte, auf irgend eine Stelle im Spektrum fallende Strahleninterwall $2\,d\lambda$ ist ein Maß für die Unreinheit des Spektrums. Nun werden nach Gl. 9b zwei monochromatische Linien noch gerade getrennt,

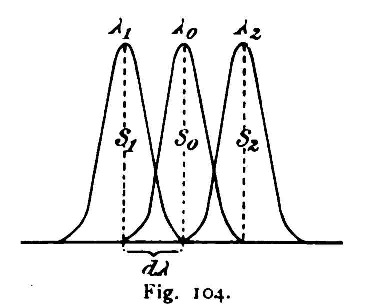


Fig. 104.

deren Wellenlängendifferenz $d\lambda$ ist. Diese Größe setzt man in Beziehung zu der absoluten Wellenlänge λ, welche der betreffenden Spektralstelle entspricht und bezeichnet nach H. VON HELMHOLTZ, A. SCHUSTER u. a. den Quotienten

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \tag{15}$$

als die Reinheit des Spektrums.

Diese Gleichung können wir durch eine einfache Überlegung umformen: offenbar ist der Dispersionswinkel $d\delta$ für zwei Strahlen von der Wellenlängendifferenz $\lambda_0 - \lambda_1 = d\lambda$ (Fig. 104) gleich dem Winkelabstand der Helligkeitsmaxima von S_0 und S_1, also gleich $\frac{d\beta}{2}$ (Gl. 9a); es wird also

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{\frac{1}{2} d\beta} \frac{d\delta}{d\lambda}, \tag{15a}$$

demnach, wenn wir von Gl. 6 und 11 Gebrauch machen,

$$R = \frac{2\lambda}{d\sigma} \frac{\sin\alpha}{\cos i \cos r'} \frac{dn}{d\lambda}. \tag{15b}$$

Die Reinheit wird also um so größer, je mehr der Eintrittswinkel i wächst; wegen der beträchtlichen Reflexionsverluste (vgl. die FRESNELsche Formel im Abschnitt »Reflexion«) sowie wegen der Nachteile unsymmetrischen Strahlenganges durch das Prisma muß man aber auf die Verwendung großer Eintrittswinkel verzichten.

Für die Minimumstellung ergibt sich

$$R = \frac{4\lambda}{d\sigma} \cdot \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}}} \frac{dn}{d\delta} = \frac{4\lambda}{n\, d\sigma} \operatorname{tg} i \frac{dn}{d\lambda}. \tag{15c}$$

Diese Normalreinheit (nach H. KONEN, l. c.) ist also von n, der charakteristischen Dispersion, der Prismenform und der Spaltbreite abhängig.

Besonders wichtig sind die Gleichungen, welche sich auf einen unendlich weit entfernten und unendlich schmalen Spalt beziehen; man nennt dann den Quotienten $\frac{\lambda}{d\lambda} = r$ das Auflösungsvermögen oder die auflösende Kraft. Aus Gl. 9a und 15a ergibt sich für diese Bedingungen

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda} = a \frac{d\delta}{d\lambda}, \tag{16}$$

d. h. für unendlich schmalen, unendlich entfernten Spalt ist das Auflösungsvermögen gleich dem Produkt aus Bündelbreite und Dispersion. Für die Minimumstellung folgt nach Gl. 7

$$r = a_0 \frac{d\delta}{d\lambda}. \tag{16a}$$

Ist die brechende Prismenfläche so groß, daß sie nicht ganz ausgenutzt wird, so folgt allgemein aus Gl. 7 und 11

$$r = \frac{a_0 \sin\alpha}{\cos i \cos r'} \frac{dn}{d\lambda}; \tag{16b}$$

für die Minimumstellung nach Gl. 12c

$$r = \frac{2a_0}{n} \operatorname{tg} i \frac{dn}{d\lambda}. \tag{16c}$$

RAYLEIGH hat einen von dem Prismenwinkel unabhängigen Ausdruck für das Auflösungsvermögen abgeleitet

$$r = (l_1 - l_2) \frac{dn}{d\lambda}; \tag{17}$$

darin bedeutet $l_1 - l_2$ die Wegstreckendifferenz der Randstrahlen im Prisma.

Wird die brechende Prismenfläche ganz ausgenutzt, so daß der eine Randstrahl durch die Kante geht, so ist, wenn der andere Randstrahl den Weg l zurücklegt

$$r = l\frac{dn}{d\lambda}; \tag{17a}$$

bei der Minimumstellung eines gleichschenkligen Prismas mit der Basislänge $\mathfrak{B}$ wird

$$r = \mathfrak{B}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{17b}$$

Die Gl. 17a läßt sich aus den Gl. 8 und 8a leicht ableiten; denn es wird

$$\text{falls } i > i_{\min} : R = s\frac{\sin\alpha}{\cos r'}\frac{dn}{d\lambda};$$

$$\text{falls } i < i_{\min} : R = s\frac{\sin\alpha}{\cos r}\frac{dn}{d\lambda};$$

$s\frac{\sin\alpha}{\cos r'}$ resp. $s\frac{\sin\alpha}{\cos r}$ ist aber nichts anderes als der von dem unteren Randstrahl im Prisma zurückgelegte Weg l.

Diese Gleichungen setzen uns instand, die Leistungsfähigkeit einer spektroskopischen Vorrichtung zu berechnen. Wir wollen z. B. ermitteln, welche Bedingungen bei Minimumstellung und völliger Ausnutzung der Prismenfläche erfüllt sein müssen, damit zwei Linien getrennt werden, deren Wellenlängendifferenz $d\lambda$ ist und deren Brechungsexponenten um dn differieren. Aus den Gl. 12 und 17b ergeben sich die Bedingungen

$$\mathfrak{B} > \frac{\lambda}{dn} \tag{18}$$

resp.

$$\mathfrak{B} > \frac{\lambda^4}{2Bd\lambda}. \tag{18a}$$

Die Gleichungen 16—18a setzen, wie gesagt, einen unendlich schmalen Spalt voraus, ferner aber auch (siehe S. 201) völlig monochromatische Beschaffenheit jedes einzelnen Spaltbildes, zwei Bedingungen, die in der Praxis nie erfüllt sind. Ist die Spaltbreite endlich, so gilt bei monochromatischen Bildern für die Reinheit eine von A. SCHUSTER abgeleitete Formel

$$R = \frac{\lambda}{\mathfrak{S}\frac{a_0}{F} + \lambda}r = pr; \tag{18c}$$

darin bedeutet $\mathfrak{S}$ die lineare Spaltbreite und F die Brennweite des Kollimatorrohres. A. SCHUSTER nennt die Größe p den Reinheitsfaktor. Im Astrophys. J. **21**, 197, 1905 hat er eine ausführliche Tabelle über die Abhängigkeit der Reinheit von der Spaltbreite mitgeteilt.

Wird noch die Inhomogenität des Lichtes der einzelnen Bilder berücksichtigt, so gelangt man zu einem von F. L. O. WADSWORTH abgeleiteten ziemlich komplizierten Ausdruck, auf dessen Wiedergabe wir hier verzichten. Die im vorstehenden mitgeteilten Gleichungen werden zur Orientierung über die Leistungsfähigkeit spektroskopischer Vorrichtungen und über eventuelle zweckmäßige Änderungen genügen.

Bezüglich der Verhältnisse bei Prismensätzen sei erwähnt, daß (monochromatisches Licht vorausgesetzt) bei Minimumstellung aller Prismen die Reinheiten sich summieren; bei unendlich schmalen Spalt sind die Gl. 17—18a direkt anwendbar.

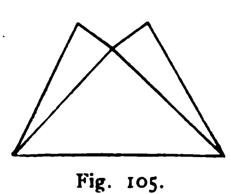
Ad 4. Die Helligkeit einer bestimmten Spektralstelle ist abhängig 1. von der Natur der Lichtquelle; 2. von der Beschaffenheit (Öffnung, Brennweite) der

Linsen; 3. von Reflexions- und Absorptionsverlusten bei Prismen und Linsen; 4. von der Breite des Spaltes und von derjenigen des abbildenden Lichtbündels; 5. von der Dispersion und der Stellung des Prismas.

Zu 1 sehe man, was kontinuierliche Spektren anbelangt, die Ausführungen S. 192ff.; die Natur der Strahlenquellen, welche diskontinuierliche Spektren geben, wird besonders in den Kapiteln »Elektroluminescenz« und »Chemiluminescenz« besprochen werden.

Zu 2. Je erheblicher man die lineare Größe des Spektrums durch Anwendung von Fernrohr- bzw. Kameraobjektiven langer Brennweite, stark vergrößernder Okulare oder dergl. macht, desto geringer wird die Helligkeit. Einige weitere Schlüsse über die zweckmäßige Beschaffenheit der Linsen ergeben sich aus den auf S. 216f. folgenden Bemerkungen.

Zu 3 vergleiche man die Ausführungen in H. KAYSERS Handbuch Bd. I, 367ff., 566ff. Den Verlust durch Reflexion suchte man durch die sog. Compoundprismen nach L. M. RUTHERFURD zu verringern; diese großwinkeligen Prismen trugen (Fig. 105) auf ihren brechenden Flächen kleine Prismen aus schwächer dispergierendem Glas, wodurch der Einfallswinkel und somit die Reflexion verkleinert wurden. RAYLEIGH und J. HARTMANN zeigten jedoch, daß die Compoundprismen höchstens im sichtbaren, keinesfalls aber im ultravioletten Gebiet an Lichtstärke geeigneten einfachen Prismen überlegen sind. Die Compoundprismen haben besonders zur Konstruktion geradsichtiger Spektroskope Verwendung gefunden.


Fig. 105.

Zu 4 und 5. Kontinuierliche Spektra. Die Helligkeit an einer bestimmten Stelle ist der Intensität der betreffenden Strahlenart in der Lichtquelle direkt, der Reinheit umgekehrt proportional. Die Helligkeitskurve des leuchtenden Körpers sei $\varphi(\lambda)$ und die Helligkeit nahe benachbarter Stellen gleich, dann ist die Helligkeit H eines bestimmten Spektralgebietes

$$H = K\frac{\lambda \cdot \varphi(\lambda)}{R}; \qquad (19)$$

für die verschiedenen Bedingungen der Dispersion, Spaltbreite etc. erhält man H durch Einsetzen des entsprechenden Wertes von R aus Gl. 15 bis 18b.

Bandenspektren. Die Linien der einzelnen Banden überdecken sich je nach ihrer Nähe, der Größe der Dispersion und der Spaltbreite. Ein richtiges Bild von der Beschaffenheit des Bandenspektrums erhalten wir erst bei völliger Auflösung; man muß also das Spektrum im Minimum der Ablenkung und mit möglichst engem Spalt untersuchen. Bei größerer Spaltbreite kann man ein ganz falsches Bild von der Helligkeitsverteilung im Bandenspektrum bekommen, was streng zu beachten ist; vgl. dazu H. KAYSER, Astron. Nachr. **135**, 1, 1894; Handbuch Bd. I, 313. Ändert sich bei Variierung der Spaltbreite die Helligkeitsverteilung im Spektrum, so haben wir unzureichende Auflösung.

Linienspektren. Auch bei Linienspektren kommen wir erst bei völliger Auflösung zu einer richtigen Vorstellung von den Helligkeitsverhältnissen. Für ein aufgelöstes Linienspektrum läßt sich unter der Voraussetzung monochromatischer Spaltbilder die wichtige Folgerung ableiten, daß die Helligkeit einer Linie unabhängig von Spaltbreite und Winkeldispersion ist. Bei der Minimumstellung ist

$$H = ch; \qquad (20)$$

h bedeutet die mittlere Helligkeit des Spaltes für die betreffende Wellenlänge, c den Faktor des Verlustes durch Absorption und Reflexion. Steht das Prisma nicht in Minimumstellung, so ist noch die Vergrößerung (siehe S. 200) als Divisor zu setzen. — Je weniger homogen das Licht einer Linie ist, desto größer ist der Einfluß von Spaltbreite und Dispersion, und die Verhältnisse nähern sich

denjenigen bei kontinuierlichen Spektren. Verbreiterte, wenig monochromatische Linien, wie auch unscharfe Absorptionsstreifen beobachtet man im Interesse größerer Helligkeit resp. besserer Sichtbarkeit am besten bei geringerer Dispersion.

Aussehen der Spektrallinien bei Prismenapparaten. Von allen Strahlen, die durch ein Prisma hindurchgehen, erleidet der den Hauptschnitt symmetrisch durchlaufende Strahl die geringste Ablenkung; alle Strahlen, welche mit einer Neigung zum Hauptschnitt auftreffen, werden stärker abgelenkt; deshalb erscheinen die Spaltbilder bei prismatischen Apparaten gekrümmt, und zwar konvex nach der brechenden Kante. Die Krümmung ist um so größer, je kürzere Brennweiten in Fernrohr bzw. Kameıa (siehe »Zu 2«) man anwendet.

II. *Gitter.*

Wir unterscheiden

A. *Ebene Gitter* (Plangitter); diese sind

1. Durchlaßgitter (in Glas, Quarz, Fluorit oder dergl. geritzt [J. FRAUNHOFER, F. A. NOBERT]; photographische Reproduktionen, Abgüsse in Zelluloid u. a.; auch Gitter aus sehr feinen Drähten haben [besonders im Ultrarot] Verwendung gefunden [J. FRAUNHOFER, G. DU BOIS und H. RUBENS]); oder
2. Reflexionsgitter (in Metallspiegel geritzt [F. A. NOBERT, H. A. ROWLAND]; galvanoplastische Nachbildungen u. a.).

Fallen parallele Strahlen aus einem Spalt unter einen Winkel α zur Gitternormalen auf und betrachten wir diejenigen gebeugten (durchgelassenen oder reflektierten) Strahlen, welche mit der Gitternormalen den Winkel β bilden, so erhalten wir in einem durch eine Linse entworfenen Bild des Spaltes maximale Helligkeit für diejenige Strahlenart, für welche der Gangunterschied der homologen Randstrahlen $m\lambda$, d. h. ein ganzes vielfaches der Wellenlänge ist. In Fig. 106 stellt $a = l \sin\alpha$ den Gangunterschied der an homologen Rändern zweier benachbarter Furchen ankommenden Randstrahlen an der Oberfläche des Gitters, dessen Gitterkonstante l ist, dar; $b = l \sin\beta$ ist der dazukommende (im vorliegenden Fall positiv zu rechnende) Gangunterschied, welchen die von den homologen Rändern ausgehenden Strahlen besitzen. Der gesamte Gangunterschied ist also $a + b$, und es muß für die Maxima der Helligkeit sein:

$$m\lambda = l(\sin\alpha + \sin\beta). \qquad (21)$$

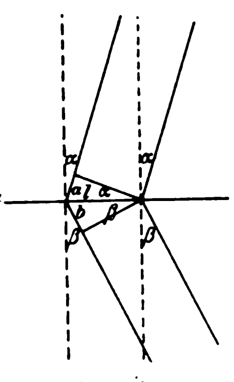


Fig. 106.

m ist die Ordnungszahl des betreffenden Spektrums.

Die möglichen Fälle an Durchlaß- und an Reflexionsgittern sind in Fig. 107 skizziert. Wir können die Resultate, welche sich aus analogen Betrachtungen, wie wir sie an Fig. 106 durchgeführt haben, ergeben, folgendermaßen zusammenfassen:

1. Liegt der gebeugte durchgelassene oder reflektierte Strahl auf derselben Seite von der Gitternormalen wie der einfallende Strahl e (Fall 1 d und 1 r), so sind m und β positiv zu rechnen.
2. Liegt der gebeugte durchgelassene oder reflektierte Strahl auf der anderen Seite von der Gitternormalen wie der einfallende Strahl und zwar
   a) zwischen dem ungebeugten durchgelassenen oder reflektierten Strahl und der Gitternormalen (2 d und 2 r), so ist m positiv, β negativ zu rechnen;
   b) jenseits des ungebeugten durchgelassenen oder reflektierten Strahles (3 d und 3 r) so sind m und β negativ zu rechnen.

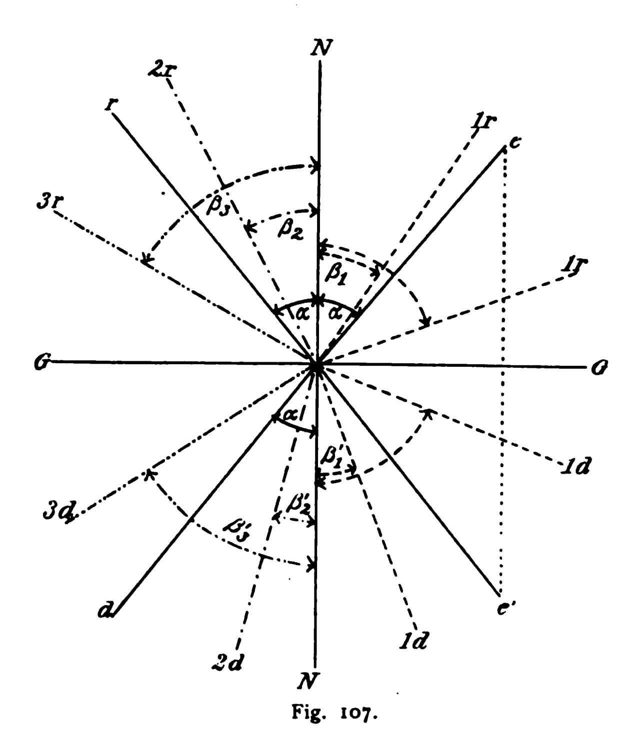


Fig. 107.

Man kann sich die Betrachtungen an Reflexionsgittern erleichtern, wenn man sich an Stelle des einfallenden Strahles e den von dem virtuellen Spaltbild an die nämliche Gitterstelle gelangenden Strahl e' gesetzt denkt.

Ist α (oder β) = 0, so wird

$$\lambda = \frac{l}{m} \sin \beta \text{ (resp. } \alpha). \quad (21a)$$

Den Winkel $\delta = \alpha + \beta$, d. h. die Ablenkung des betrachteten Strahlenbündels von der Richtung der direkt durchgelassenen oder reflektierten Strahlen nennt man den Beugungswinkel; die Gl. 21 läßt sich dann folgendermaßen schreiben

$$\lambda = \frac{2l}{m} \sin \frac{\delta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}. \quad (21b)$$

Wir erkennen, daß $\sin \frac{\delta}{2}$ ein Minimum wird, wenn $\alpha = \beta$ ist; es gibt also auch für Gitter ein Minimum der Ablenkung; bei dieser Stellung haben sie weder vergrößernde noch verkleinernde Kraft (vgl. S. 200).

Bei vielen Gitterapparaten stehen Kollimator- und Fernrohr unter konstantem Winkel, während das Gitter drehbar ist. Schreiben wir Gl. 21b in folgender Form

$$\lambda = \frac{2l}{m} \sin \frac{\delta}{2} \cos \left(\alpha - \frac{\delta}{2}\right), \quad (21c)$$

so ergibt sich, da $2\alpha - \delta$ den konstanten Aufstellungswinkel zwischen Kollimator- und Fernrohr bedeutet, die Beziehung

$$\lambda = \frac{2l}{m} K \sin \frac{\delta}{2}. \quad (21d)$$

Nun ist $\frac{\delta}{2} = \varphi$, wenn φ den Winkel bedeutet, um den das Gitter aus derjenigen Stellung, bei der das ungebeugte Spaltbild auf das Fadenkreuz fällt, gedreht wird; mithin folgt

$$\lambda = C \sin \varphi. \quad (22)$$

Ein derartiger Apparat läßt sich also durch einmalige Einstellung auf ein Spaltbild von bekannter Wellenlänge (Na-Licht) für Wellenlängenbestimmungen eichen.

Übereinanderlagerung der Gitterspektren verschiedener Ordnung.

Da
$$l (\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda = 2m\frac{\lambda}{2} = 3m\frac{\lambda}{3} \dots \quad (23)$$

ist, läßt sich leicht einsehen, welche Wellenlängen aus den Spektren der verschiedenen Ordnungen an einer bestimmten Stelle übereinander gelagert sind. Die An-

wendung dieser Gleichung zeigt auch, daß dem Auge nur die Spektren erster und zweiter Ordnung durch einen dunklen Zwischenraum getrennt erscheinen, während die höheren Spektren sich schon im sichtbaren Gebiet übereinander lagern. Ganz anders liegen die Verhältnisse bei der Photographie von Gitterspektren. Im Spektrum erster Ordnung ist das Gebiet 225—450 $\mu\mu$ direkt aufnehmbar, weil die halb so großen Wellenlängen der zweiten Ordnung keine photographische Wirksamkeit besitzen; oberhalb 450 wirken aber schon die Strahlen des Spektrums zweiter Ordnung mit, und im Rot kann sich bereits das Spektrum dritter Ordnung bemerklich machen. Noch schwieriger liegen naturgemäß die Verhältnisse in den Spektren höherer Ordnung. Diesen Tatsachen muß bei allen Untersuchungen mit Gitterapparaten Rechnung getragen werden, damit man nicht Linien etc. aus fremden Spektren beobachtet. Die Trennung der Spektren verschiedener Ordnung kann geschehen:

1. durch geeignete Strahlenfilter.
2. durch Zerlegung des betreffenden Strahlenkomplexes durch ein Prisma (vgl. S. 213).

Wir wenden uns nunmehr zu einer kurzen Betrachtung über

1. die lineare Größe,
2. die Dispersion,
3. die Reinheit resp. die auflösende Kraft,
4. die Helligkeit

bei Gitterspektren.

Ad. 1. Die lineare Größe ist auch hier wieder abhängig von dem optischen System des Fernrohrs, sowie von der Dispersion.

Ad 2. Die Winkeldispersion bei konstantem Einfallswinkel erhalten wir durch Differentiation der Gl. 21 zu

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{l\cos\beta}. \tag{24}$$

Die Dispersion ist also proportional der Ordnungszahl, umgekehrt proportional der Gitterkonstanten, und nimmt zu mit wachsendem β. Das Minimum der Dispersion tritt ein, wenn $\beta = 0$, d. h. wenn das Fernrohr senkrecht zum Gitter steht. In der Nähe dieses Minimums können wir die Dispersion als konstant betrachten, also $d\beta = K d\lambda$ setzen; in diesem Gebiet entsprechen demnach gleichen Winkeländerungen gleiche Änderungen der Wellenlänge, und man nennt ein solches Spektrum ein normales Spektrum. Ganz analoge Beziehungen hätten wir, wenn β konstant, und $\alpha = 0$ wäre.

Ad 3. Die Reinheit und somit die auflösende Kraft des Gitters ist, wie RAYLEIGH gezeigt hat, wenn wir unendlich schmalen Spalt annehmen, gegeben durch die Beziehungen

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = m\,n \text{ also nach Gl. 23} = \frac{\mathfrak{B}}{\lambda}(\sin\alpha + \sin\beta)', \tag{25}$$

worin n die Gesamtzahl der Gitterfurchen und $\mathfrak{B}$ die Breite der geteilten Gitterfläche angibt. Die Gleichung sagt einmal, daß z. B. ein Gitter von 500 Furchen die beiden Na-Linien, für die $\frac{\lambda}{d\lambda} = 1000$ ist, in der zweiten Ordnung trennen würde; sie zeigt aber ferner, daß bei gleichen Winkeln α und β alle Gitter von der Breite $\mathfrak{B}$ die gleiche auflösende Kraft haben. (Vgl. ähnliche Verhältnisse an Prismen S. 205.) Daraus darf man nicht schließen, daß es gleichgültig ist, wieviel Furchen das Gitter enthält, denn bei gegebenem α, β und λ ist die Zahl der Furchen maßgebend für die Ordnungszahl des betrachteten Spektrums, wie die alsdann aus Gl. 25 folgende Beziehung

$$m = \frac{K}{n}$$

zeigt. Wegen der Übereinanderlagerung (vgl. S. 208) sowie wegen der (meist) viel geringeren Helligkeit der Spektren höherer Ordnung ist es aber wünschenswert, in Spektren niederer Ordnung zu messen, also Gitter mit möglichst viel Furchen zu benutzen.

Das Maximum der Reinheit würde bei $\alpha = \beta = 90^0$ eintreten; das ist natürlich nicht zu realisieren; im günstigsten Fall wird

$$R = \frac{3}{2} \frac{\mathfrak{B}}{\lambda};$$

mit den besten und größten Plangittern kommt man nach H. KAYSER[1] zu einem Auflösungsvermögen von ca. 375000 für mittlere Wellenlängen; es würden also Linien, deren Abstand 0,016 A.-E. (Ångström-Einheit = 0,1 $\mu\mu$) beträgt, noch getrennt. (Vgl. dazu die Verhältnisse bei Prismen und bei Konkavgittern S. 212.)

Ferner hängt das Auflösungsvermögen von der Korrektheit der Teilung (Konstanz der Abstände zwischen den Furchen) ab; besonders gefährlich sind systematisch verteilte Fehler (infolge eines periodischen Schraubenfehlers der Teilmaschine); sie beeinträchtigen nicht nur die auflösende Kraft, sondern sie veranlassen auch das Auftreten der sog. »Geister«, d. h. die stärkeren Linien werden von schwächeren Bildern, die symmetrisch zu beiden Seiten verteilt sind, begleitet.

Ist der Spalt nicht unendlich schmal, so liegen die rechnerischen Verhältnisse kompliziert; F. L. O. WADSWORTH hat eine Tabelle berechnet, aus welcher man die praktische Reinheit für die verschiedenen Bedingungen der auflösenden Kraft, der Spaltbreite etc. entnehmen kann. Die Tabelle ist bei H. KAYSER, Bd. I, 560 mitgeteilt.

Ad 4. Die Formeln, welche sich für die Helligkeitsverhältnisse der Spektren verschiedener Ordnung bei idealen Gittern ableiten lassen, können wir übergehen, da die Beschaffenheit auch der vortrefflichsten Gitter meist zu erheblichen Abweichungen von den theoretischen Verhältnissen Veranlassung gibt. Von großem Einfluß ist die Gestalt der Furchen. Sie kann bewirken, daß die abgelenkten Bilder einer bestimmten Wellenlänge heller sind, als das mittlere Bild, und diejenigen höherer Ordnung heller, als die Bilder aus niederen Spektren. Bei inhomogenem Licht können daher einzelne Spektralgebiete abnorm schwach werden oder gar vollständig fehlen;[2] dadurch werden gewisse Gitterapparate für einzelne Zwecke unbrauchbar, besonders für Bestimmungen der Energieverteilung,[3] für die Prüfung der Farbenempfindlichkeit photographischer Schichten, für die Messung von Absorptionsspektren etc. Auch bei der Untersuchung von Linienspektren können solche Gitter zu Täuschungen Veranlassung geben. — Um ein Beispiel von den Eigenarten der Gitter anzuführen, seien einige von R. W. WOOD[4] an einem Konkavgitter gefundene Daten mitgeteilt. Unter C steht die Helligkeit des monochromatischen (Na-) Zentralbildes, rechts und links diejenige der verschiedenen Ordnungen:

IV	III	II	I	C	I	II	III	IV
0,073	0,057	0,20	0,31	0,16	0,98	0,096	0,082	0,01

Die Intensität des Bildes I. Ordnung rechts ist also so groß, wie die Summe aller übrigen, einschließlich des Zentralbildes; ferner wurde festgestellt, daß etwa $^1/_3$ der ursprünglichen Lichtmenge in diesem Bild I. Ordnung enthalten war. (Vgl. dazu S. 213.)

Fehler der Gitter. Die oben besprochenen Einflüsse, welche die Form der Gitterfurchen hat, kann man nicht als prinzipiell fehlerbringend bezeichnen

[1] l. c., S. 424. — [2] H. KAYSER und C. RUNGE, Abh. d. Berl. Akad. 1888; W. DE W. ABNEY, Phil. Trans. 177, II, 457, 1886; Theorie: H. A. ROWLAND, Astron. and Astrophys. 12 129, 1893. — [3] Vgl. F. PASCHEN, W. A. 48, 272, 1893. — [4] Phys. Z. 6, 238, 1905.

Dagegen gibt es eigentliche Gitterfehler: 1. Krümmung der Furchen, Abweichung von der Parallelität. 2. Kontinuierliche Abstandsänderung; diese erteilt dem Gitter fokale Eigenschaften, wenn die Änderung nach einer linearen Gleichung erfolgt; dann ist der Fehler harmlos, da das Gitter einfach als Kombination von Plangitter und Linse wirkt. Folgt die Abstandsänderung einem anderen Gesetz, so wird das Gitter unbrauchbar, weil scharfe Linien nicht zu erzielen sind. 3. Unregelmäßigkeiten im Abstand; lassen sich im Gitter Furchengruppen mit verschiedener Gitterkonstante bilden, so entspricht jeder Gruppe ein eigenes Linienbild. Bei völliger Unregelmäßigkeit gibt es überhaupt keine Bilder. 4. Periodische Fehler bedingen die Geister (siehe oben). 5. Krümmung der Gitterfläche; ist das Gitter parallel den Furchen zu einer Kreiszylinderfläche gekrümmt, so schadet dies nichts; andere, besonders sphärische Krümmungen, können das Gitter unbrauchbar machen (vgl. die analogen Verhältnisse unter 2).

B. *Konkavgitter.* Die Konkavgitter, welche wir H. A. Rowland[1] verdanken, sind schwach gekrümmte konkave (nicht zylindrische!) Spiegel mit Furchenteilung; die Gleichheit der Teilung bezieht sich auf die Sehne, nicht auf den Bogen. Ihr großer Vorzug vor allen anderen dispergierenden Medien beruht zunächst darin, daß sie infolge ihrer fokalen Eigenschaften sowohl Kollimator- als auch Fernrohr entbehrlich machen; es fallen also alle absorbierenden Linsen fort. Noch ein anderer außerordentlicher Vorzug ergibt sich aus folgendem:

Stellt man den Spalt und das Gitter, dessen Krümmungsradius ϱ ist, an zwei beliebigen Punkten eines Kreises vom Radius $\frac{\varrho}{2}$ auf, so liegen, wie die ziemlich verwickelte Theorie lehrt, die scharfen Spektralbilder alle auf der Peripherie dieses Kreises (Fig. 108). Das dem Gitter diamentral gegenüberstehende Spektralgebiet ist ein normales Spektrum. An diese Stelle, die also dem Mittelpunkt der Gitterkugelfläche entspricht, bringt man zweckmäßigerweise die Beobachtungslupe oder die (entsprechend zu krümmende) photographische Schicht. Um diese Einstellung stets zu haben, ordnet H. A. Rowland Spalt, Gitter und Platte folgendermaßen an: Auf zwei horizontalen, rechtwinkelig zueinander gestellten Schienen a und b gleiten zwei Wagen, welche das Gitter G und die Platte (oder Lupe) P tragen; in S ist der Spalt fest aufgestellt; P und G sind durch einen festen Arm c von der Länge ϱ verbunden, die Platte wird nach dem Radius $\frac{\varrho}{2}$ gekrümmt.

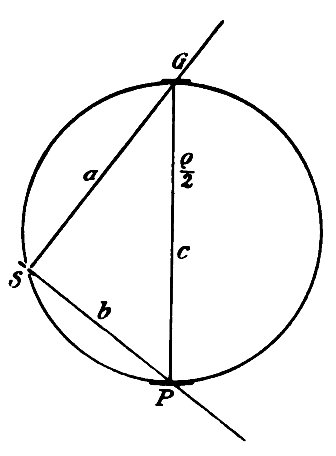


Fig. 108.

Durch diese Vorrichtung werden die oben angeführten Bedingungen zur Aufnahme oder Beobachtung eines scharfen, normalen Spektrums erfüllt. Nach C. Runge ist bei Platten von 50 cm Länge, die in erster Ordnung ein Spektralgebiet von 1000 A.-E. umfassen, an den Enden höchstens ein Fehler von 0,03 A.-E. möglich, wenn man die Wellenlänge als lineare Funktion eines zugrunde gelegten gleichmäßig geteilten Maßstabes ansieht; der Maßstab ist für alle Stellungen des Armes c derselbe. Der Fehler ändert sich umgekehrt proportional der Ordnungszahl.

Die lineare Größe, die Winkeldispersion und die Helligkeit des Spektrums bei Konkavgittern befolgen im allgemeinen die nämlichen Gesetze,

[1] H. A. Rowland, Phil. Mag. (5) **13**, 469, 1882; **16**, 197, 1883 u. a.

wie bei Plangittern, doch ist das Auflösungsvermögen eines Konkavgitters nicht so groß, wie dasjenige eines ebenen Gitters gleicher Breite; für $\mathfrak{B} = 25$ cm ist $d\lambda$ ca. 0,05 A.-E.

Sind die zu untersuchenden Lichtquellen leicht beweglich, so ist es empfehlenswert, nach W. DE W. ABNEY [1] Gitter und Platte im Abstand ϱ fest aufzustellen und die Lichtquelle nebst dem Spalt an einem Arm von der Länge $\frac{\varrho}{2}$ anzubringen, dessen Drehpunkt auf der Mitte von GP liegt (Fig. 108). Die Justierung dieser Anordnung ist naturgemäß viel leichter zu erhalten, als bei der ROWLANDschen Aufstellung.

Muß das Beobachtungs- oder Messinstrument fest aufgestellt werden (z. B. ein Radiometer), so vertauscht man [2] in der ROWLANDschen Anordnung S und P; natürlich hat man dann kein normales Spektrum.

Verwendet man das Konkavgitter nach C. RUNGE und F. PASCHEN [3] mit einem Kollimatorrohr, so liegen die scharfen Spektren auf einem Kreis, dessen Durchmesser gleich der Brennweite des Gitters ist. Die Dispersion ist geringer, die Reinheit dieselbe, die Helligkeit die vierfache, wie bei der ROWLANDschen Aufstellung.

Die verwickelte Theorie des Konkavgitters ist bei H. KAYSER auf Grund einer von C. RUNGE gegebenen Ableitung besprochen; auch A. SCHUSTER gibt in seiner »Theorie of optics« [4] eine klare und einfache Darstellung. Die genauen Vorschriften über die zweckmäßigste Form des Apparates, über seine Aufstellung und Justierung sind in KAYSERS Handbuch nachzusehen (Bd. I, Kap. IV). Eine ausführliche Beschreibung der Aufstellung eines großen Konkavgitterapparates hat H. KONEN [5] gegeben.

Vergleich zwischen Prismen- und Gitterapparaten.[6]

1. Dispersion. Ein großer Vorzug der Gitterspektren beruht darin, daß dieselben leicht normal erhalten werden können, besonders bei Konkavgittern, wodurch alle Messungen außerordentlich viel einfacher werden. Photographische Aufnahmen von Banden- und Linienspektren zwischen $\lambda = 230$ bis 700 werden am zweckmäßigsten mit Konkavgittern hergestellt. Dagegen sind Aufnahmen, sowie auch thermische Untersuchungen im Rot und Ultrarot, wegen der geringen Empfindlichkeit der Platte resp. der Messinstrumente (abgesehen von anderen Gründen, vgl. S. 210) nur in prismatischen Spektren mit kleiner Dispersion möglich. Bei unscharfen Banden (z. B. Absorptionsspektren) verwendet man ebenfalls geringe Dispersionen.

2. Auflösende Kraft. Wie wir oben sahen, gelten für das Auflösungsvermögen die Formeln

$$\left.\begin{array}{ll}\frac{\lambda}{dn} \leqq \mathfrak{B} & (18)\\ \text{oder } \frac{\lambda}{d\lambda} \leqq \frac{K\mathfrak{B}}{\lambda^3} & (18a)\end{array}\right\} \text{für Prismen}$$

$$\text{und } \frac{\lambda}{d\lambda} \leqq mn \quad (24) \quad \text{für Gitter.}$$

Ein ebenes Gitter mit 110000 Furchen (größte Rowland-Gitter) kann also in erster Ordnung zwei Linien trennen, deren Unterschied $\frac{\lambda}{110\,000}$ ist (bei der D-

[1] W. DE W. ABNEY, Phlil. Trans. **177**, II, 457, 1886; siehe dazu H. KAYSER, l. c., 479. — [2] Nach G. E. HALE, E. P. LEWIS u. a.; vgl. H. KAYSER, S. 479. — [3] C. RUNGE und F. PASCHEN, W. A. **61**, 641, 1897. — [4] London, E. Arnold, 1904; deutsch von H. KONEN, Leipzig, B. G. Teubner 1907. — [5] Z. f. wiss. Phot. **1**, 325, 1903. — [6] Vgl. H. KAYSER, l. c., 448.

Linie also ca. 0,05 A.-E.). Ein Prisma vom Brechungsindex $n = 1{,}65$ (für D) müßte eine Basis von 126 cm Breite haben, wenn es in der Nähe der D-Linie die gleiche auflösende Kraft besitzen sollte. Aus der Formel 18a erkennen wir aber, daß bei $\lambda = 200\ \mu\mu$ nur noch eine Basis von 4 cm, bei $\lambda = 100\ \mu\mu$ sogar nur eine Basis von 0,6 cm nötig ist. Im sehr kurzwelligen Gebiet sind also die Prismenapparate den Gitterspektroskopen hinsichtlich der auflösenden Kraft überlegen.

3. Helligkeit. Im allgemeinen sind prismatische Spektren bei Apparaten mit kleiner Dispersion erheblich heller als Gitterspektren, doch sind Gitterapparate keineswegs, wie oft angenommen wird, den prismatischen unter allen Umständen unterlegen; bei größeren, besonders Konkavgittern, vereinigt sich bisweilen ein erheblicher Bruchteil ($^1/_3$ bis $^1/_2$, nach R. W. Wood, Rowland) des gesamten einfallenden Lichtes in dem einen Spektrum erster Ordnung, welches dann fast ebenso hell, mitunter sogar heller sein wird, als ein prismatisches Spektrum gleicher Dispersion und Reinheit. Dazu trägt wesentlich der eine große Vorzug der Konkavgitter bei: Wegfall aller absorbierenden optischen Systeme. Es mag aber nochmals darauf hingewiesen werden, daß nicht nur Spektren höherer Ordnung heller sein können, als solche niederer Ordnung, sondern daß auch innerhalb eines Spektrums abnorme Helligkeitsverhältnisse herrschen können. Man hat dies streng zu beachten, weil sonst bei okularen Beobachtungen und ganz besonders bei photographischen Aufnahmen und thermischen Messungen arge Täuschungen vorkommen können (vgl. S. 210). Vornehmlich ist dies bei Untersuchungen im Ultrarot der Fall; man darf wohl sagen, daß Gitter für Intensitätsmessungen im allgemeinen ungeeignet sind; man wird ein Gitter dann benutzen dürfen, wenn ein Vergleich mit einem bekannten prismatischen Spektrum Gleichheit der Energiekurven ergibt.

Ferner ist noch zu beachten, daß für sehr lange Wellen das Gitter überhaupt nicht allein brauchbar ist, da alsdann zu viele Ordnungen übereinanderfallen. So ist beispielsweise mit einem Gitter eine bolometrische Messung bei $8\ \mu$ nicht ausführbar, weil dort gleichzeitig die Strahlen von den Wellenlängen $4\ \mu$, $2\ \mu$, $1\ \mu$ zusammentreffen, deren Trennung durch Strahlenfilter kaum möglich ist; nur durch Kombination mit einem Prisma kann hier eine Trennung erfolgen.

Kombination von Prisma und Gitter. Bisweilen ist es zweckmäßig, Prisma und Gitter zu einem Spektralapparat zu vereinigen; so kann man vor dem Spalt ein Prisma aufstellen, dessen brechende Kante senkrecht (Fraunhofer) oder parallel (H. Kayser) zur Spaltrichtung steht;[1] man erzeugt dadurch ein unreines Spektrum, dessen einzelne Teile man nach Belieben auf den Spalt fallen lassen und dann durch die Gitter des Apparats analysieren kann. Am zweckmäßigsten ist es nach H. Kayser, das unreine Spektrum auf einen Schirm zu entwerfen, der einen Ausschnitt hat; aus diesem läßt man das zu untersuchende Gebiet austreten und konzentriert das Strahlenbündel durch eine Linse auf den Kollimatorspalt.

Umgekehrt kann man ein von einem Gitter kommendes Strahlenbündel durch ein Prisma zerlegen; man trennt dadurch die Strahlen der verschiedenen Ordnungen; ist die Wellenlänge einer Strahlengattung bekannt, so ergeben sich diejenigen der anderen sofort nach Gl. 21. Diese Versuchsanordnung gestattet aus den Ablenkungen durch das Prisma dessen Brechungsexponenten für die betreffenden Wellenlängen zu ermitteln (S. P. Langley, H. Rubens, F. Paschen[2]). Besonders zweckmäßig ist diese Methode zur Dispersionsbestimmung im Ultrarot.

Konstruktion der Spektroskope.

Linsen- und Prismenmaterial. Die Optik (Linsen, Prismen, Durchlaßgitter) muß für die zu untersuchende Spektralregion genügende Durchlässig-

[1] Vgl. H. Kayser, l. c., 637. — [2] Vgl. H. Kayser, l. c., 743.

keit (Transparenz) und zweckmäßige Dispersion besitzen. Die folgenden kurzen Angaben werden zur Orientierung über das zu wählende Material genügen.[1]

Glas. Am besten von allen Sorten sind die Jenenser Gläser (Firma Schott) wegen ihrer bekannten und leicht reproduzierbaren Zusammensetzung. Durchläßigkeit und Dispersion variieren innerhalb weiter Grenzen. Im Ultrarot sind die meisten Gläser bis 4 μ durchläßig; auch ist für die äußersten ultraroten Strahlen die Transparenz ziemlich groß. — Im Ultraviolett sind im allgemeinen die Crowngläser durchlässiger, als die Flintgläser; bei der Mehrzahl der Arten beginnt die Absorption erst bei 400 $\mu\mu$ in stärkerem Grade; bei manchen Präparaten nimmt sie aber dann sehr rasch zu. Die meisten Flintgläser lassen in 1 cm dicker Schicht bei 357 $\mu\mu$ 50—80 % der eintretenden Strahlung durch, Barytleichtflint 91 %, Borsilikatcrown 95,3 % und Kalksilikat crown 96,6 %. Bei 305 $\mu\mu$ beträgt für fast alle Gläser die Transparenz kaum 1 % (Dicke 1 cm), doch hat die Firma Schott neuerdings einige Gläser hergestellt, welche 50 % durchlassen und erst bei 280 $\mu\mu$ große Absorption zeigen. — Bei den gewöhnlichen Spektralapparaten mit Glasoptik ist wegen der dicken Glasschichten die Absorption schon bei 350 $\mu\mu$ sehr merklich.

Fluorit. Im Ultrarot ist Fluorit bis 9 μ ziemlich gut, bis 11 μ schwach durchlässig; Streifen metallischer Reflexion liegen bei 24 und 31,6 μ; die Dispersion ist ziemlich groß. — Im Ultraviolett beträgt die Durchlässigkeit bei 186 $\mu\mu$ 83 % (Dicke 1 cm), und ist bis 100 $\mu\mu$ noch gut; die Dispersion ist klein. Fluorit ist für Untersuchungen im Ultraviolett das beste Material.

Steinsalz. Im Ultrarot ist Steinsalz bis 12 μ ziemlich durchlässig, bei 20 μ ist die Absorption recht beträchtlich; bei 51,2 μ liegt ein Streifen metallischer Reflexion; die Dispersion ist gering. Im Ultraviolett ist Steinsalz bei 186 $\mu\mu$ dem Quarz gleichwertig (bei kürzeren Wellenlängen wahrscheinlich überlegen); die Dispersion ist sehr groß. Will man Steinsalzprismen im äußeren Ultraviolett verwenden, so muß man zur Vermeidung von stark absorbierenden Wassermiederschlägen die brechenden Flächen durch Quarzplatten, die mittels einer sehr dünnen Glyzerinschicht aufgeklebt werden, schützen. (W. KAUFMANN.)

Sylvin. Im Ultrarot ist Sylvin innerhalb weiter Grenzen durchlässig, scheint aber bei 3,2 o μ und bei 7,08 μ Absorptionsbänder zu haben, die vielleicht einer Verunreinigung zuzuschreiben sind; ein Streifen metallischer Reflexion liegt bei 61,1 μ. Bei 13 μ ist die Durchlässigkeit gut, von da an nimmt sie ab; die Dispersion ist gering.

Quarz. Im Ultrarot zeigt sich Quarz zwischen 4,5 μ und 24,4 μ wenig durchlässig; für längere Wellen ist die Absorption geringer; die Streifen metallischer Reflexion liegen bei 8,49, 9,03 und 20,75—24 μ. — Im Ultraviolett läßt Quarz in 1 cm dicker Schicht, $\perp$ zur optischen Achse geschliffen, bei 222 $\mu\mu$ 94,2 %, bei 186 $\mu\mu$ 67,2 % durch; die Dispersion ist mittelgroß.[2] — Um die Wirkung der Doppelbrechung zu vermeiden, schneidet man nach H. v. HELMHOLTZ u. a. die Prismen derart, daß die optische Achse auf der Halbierungsebene des brechenden Winkels senkrecht steht, alle in der Minimumstellung durchgehenden Strahlen also keine Doppelbrechung erleiden. Die dann noch störend wirkende Zirkularpolarisation vermeidet man durch Anwendung zirkular polarisierten Lichtes (Einschalten einer Quarzplatte vor dem Spalt) oder nach A. CORNU durch Zusammensetzen des Prismas aus zwei gleichen Teilen aus Rechts- resp. Linksquarz. Ganz analog konstruiert man Quarzlinsen durch Zusammensetzen zweier verschieden drehender Hälften; die Linsenachse fällt mit der optischen Achse zusammen.

Kalkspat. Im Ultrarot und Ultraviolett ist Kalkspat weniger durchlässig, als Quarz und Fluorit. Er hat bei 6,67 und 11,40 μ Streifen metallischer

[1] Vgl. H. KONEN in H. KAYSERS Handb. Bd. I, 360ff.; siehe ferner H. KAYSER, Handb. Bd. III, Kap. IV (1905). — [2] Nach TH. LYMAN (Phys. Rev. **24**, 239, 1907) ist Topas von Ceylon im Ultraviolett recht gut durchlässig.

Reflexion. Im sichtbaren Gebiet beginnt die Absorption bei 500 $\mu\mu$ beträchtlich zu werden.

Für eventuell anzubringende »Fenster« kommen ferner noch folgende Substanzen in Betracht:

Glimmer. Im Ultrarot ist Glimmer ziemlich durchlässig: Streifen metallischer Reflexion liegen bei 8,32. 9,38. 18,40 und 21,25 μ. Im Ultraviolett absorbiert Glimmer stark; wertvoll ist seine große Spaltbarkeit.

Chlorsilber. Im Ultrarot ist das geschmolzene Chlorsilber (Hornsilber) bis 20 μ gut durchlässig. Hornsilberplatten sind zum Verschluß von Radiometern verwandt worden.

Ebonit. Im Ultrarot ist Ebonit bis ca. 3 μ gut durchlässig; vom sichtbaren Gebiet gehen Strahlen bis 0,75 μ herab durch.

Flüssigkeitsprismen sind aus prismatischen Hohlräumen und Schwefelkohlenstoff, Monobromnaphtalin, Salicylsäure-Methylester und Zimmtsäure-Aethylester zusammengesetzt worden. Über ihre Eigenschaften sehe man H. Kayser, Handbuch Bd. I, 362 ff.

Es sei noch die Durchlässigkeit einiger Flüssigkeiten kurz angegeben, welche bei der Spektroskopie von Wichtigkeit sind, als Lichtfilter, Klebemittel etc.

Wasser. Im Ultraviolett ist optisch leeres Wasser bis 193 $\mu\mu$ gut durchlässig, bei 186 $\mu\mu$ weniger als Quarz. — Im Ultrarot hat Wasser ein breites Absorptionsband von 1,5 bis 6,0 μ; später folgen eine ganze Reihe schmälerer Streifen.

Glyzerin. Im Ultraviolett ist Glyzerin bis 240 $\mu\mu$ gut durchlässig. — Im Ultrarot liegen zwischen 0,9 und 1 μ mehrere feine Streifen; von 1,003 μ an ist die Absorption sehr groß.

Schwefelkohlenstoff. Im Ultraviolett hat Schwefelkohlenstoff mehrere noch nicht sicher festgestellte Absorptionsbänder. — Im Ultrarot ist er im allgemeinen sehr gut durchlässig, zeigt aber bei ca. 4,5 und 7 (oder 8?) μ Streifen.

Senföl. Im Ultraviolett ist Senföl bis 280 $\mu\mu$ gut brauchbar.

Kanadabalsam. Im Ultraviolett ist Kanadabalsam bis ca. 330 $\mu\mu$ gut durchlässig; schwächer bis 290 $\mu\mu$.

Gelatine. Im Ultraviolett beginnt die Absorption bei 257,3 $\mu\mu$ stark zu werden, bei 226,7 $\mu\mu$ ist sie bereits äußerst groß.

Schließlich ist noch die Absorption und Dispersion des gasförmigen Mediums, welches die einzelnen Teile des Spektroskops umgibt, zu berücksichtigen.

Luft. Im Ultraviolett ist die Luft bis 194 $\mu\mu$ völlig durchlässig; bei 186 $\mu\mu$ ist die Absorption sehr groß, bei 165 $\mu\mu$ vollständig. — Im Ultrarot liegen zahlreiche Banden, die vornehmlich dem Wasserdampf und dem Kohlendioxyd angehören; doch besitzen auch Sauerstoff und Stickstoff Absorptionsstreifen.

Wasserstoff. Im Ultraviolett ist Wasserstoff sehr viel weiter durchlässig, als Luft.

Sehr zweckmäßig für Untersuchungen des äußersten Ultraviolett ist der V. Schumannsche Vakuumspektrograph.[1] Th. Lyman erhielt die besten Resultate in verdünntem Wasserstoff. Siehe dazu S. 221.

Linsenbau. Die Linsen für Kollimator- und Fernrohr müssen möglichst achromatisch sein. Über Linsen für die Kamera an Spektrographen s. S. 221. Die Öffnung richtet sich nach dem Prisma (vgl. S. 200), die Brennweite nach den Ausführungen S. 206 u. 220f. Über sonstige Anforderungen an Objektive siehe S. 216.

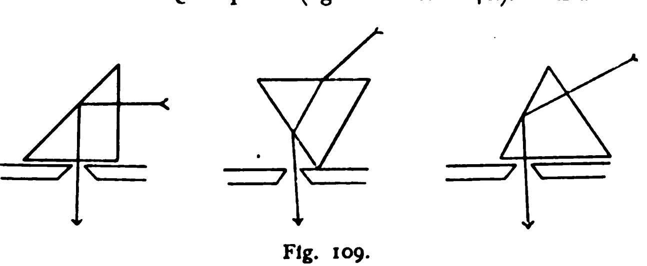
Hohlspiegel. F. Paschen hat an Stelle von Linsen sphärische Silberspiegel gesetzt; dadurch wird die chromatische Aberration vermieden; auch lassen sich die Absorptionsverluste auf diese Weise erheblich vermindern.

Kollimatorrohr.[2] Der Spalt muß im Brennpunkt der Kollimatorlinse

---

[1] Vgl. C. Leiss, Z. f. Instr. 17, 231, 1897. — [2] H. Kayser, Bd. II, Kap. V.

stehen, deren Öffnung sich nach der Größe des Prismas richtet (vgl. S. 200); der Spalt muß ferner parallele, scharfe Ränder haben; wären diese nicht schneidenartig zugeschärft, so fände eine fehlerbringende Reflexion an den Kanten statt. Unebenheiten an den Schneiden, anhaftende Staubpartikel etc. veranlassen infolge der lokalen Spaltverengerung die Entstehung dunkeler Longitudinalstreifen (sog. »Staublinien«). Der Spalt kann sich symmetrisch oder einseitig verschieben; ersteres ist entschieden vorzuziehen, da die Spaltbildmitte, auf welche bei Messungen eingestellt wird, alsdann unabhängig von der Spaltbreite ist. — W. CROOKES hatte Quarzschneiden empfohlen, welche eine Einstellung der Spaltbreite auf 0,00025 mm gestatten. — Bisweilen ist ein »Doppelspalt« zweckmäßig, dessen Hälften verschiedene Einstellung gestatten. Auch läßt sich ein keilförmiger Spalt unter Umständen (z. B. zum Auffinden schwacher Linien) mit Vorteil verwenden. — Die Anwendung von Blenden vor dem Spalt, welche bei der Spektrophotographie die Aufnahme verschiedener Spektren übereinander auf derselben Platte gestatten, ist bedenklich, weil die von verschiedenen Spaltteilen kommenden Strahlenbündel durch verschiedene Objektivteile gehen und eine gegenseitige Verschiebung der Spektren veranlassen können. — Um die Schneiden vor Verletzungen, vor dem Aufspritzen von Salzen etc. zu schützen, bedeckt man sie mit einer dünnen Glas-, Glimmer- oder Quarzplatte (vgl. dazu S. 214f.). — Durch Vorschalten eines Prismas vor die eine Spalthälfte nach einem der drei in Fig. 109 skizzierten Schemen kann man mit dem zu beobachtenden Spektrum gleichzeitig ein dasselbe berührendes Vergleichsspektrum entwerfen; die Benutzung eines Vergleichsprismas unterliegt aber ähnlichen Bedenken, wie diejenige von Blenden. — Die Anwendung von sphärischen oder zylindrischen Linsen, Spiegeln etc. als »Kondensor« vor dem Spalt zur Erhöhung der Lichtstärke hat (nach S. 109) nur dann einen Zweck, wenn die Kollimatorlinse nicht ganz von den Strahlen ausgefüllt wird (z. B. bei weit entfernten Lichtquellen).[1] Ferner ist ein sphärischer Kondensor notwendig, wenn man die einzelnen Teile einer Strahlungsquelle gesondert untersuchen will (analysierendes Spektroskop). Bei der Aufnahme des Sonnenspektrums muß man die Mitte des Sonnenbildes auf den Spalt fallen lassen, da das Licht eines Randes infolge der Rotation der Sonne dem DOPPLERschen Prinzip entsprechend Linienverschiebung, das gleichzeitig wirkende Licht beider Ränder (gewöhnliches Sonnenlicht) Linienverbreiterung nach beiden Seiten gibt.


Fig. 109.

Fernrohr. Das Fernrohrobjektiv muß das aus dem Prisma austretende Strahlenbündel ganz aufnehmen; nach F. L. O. WADSWORTH soll die Brennweite f 30—40 mal so groß sein, als die Öffnung a. Es muß nämlich, damit man das Fadenkreuz genau auf die Mitte des Bildes einstellen kann, dieses mindestens 10 mal so breit sein, als der Faden des Kreuzes; dieser ist im Minimum 0,003 mm breit, die Bildbreite ist nach Gl. 9 (S 201) $2 \cdot 1{,}22 \cdot \lambda \frac{f}{a}$ und soll 0,03 mm betragen; es muß also für λ ca. 500 $\mu\mu$ $\frac{a}{f}$ im Minimum $\frac{1}{25}$ sein. Bei diesen längeren Objektivbrennweiten kommt man mit schwachen Okularen aus; natürlich ist das Fernrohr auf unendlich einzustellen.

[1] Über Lichtausnutzung siehe W. J. HUMPHREYS, Astrophys. J. 18, 324, 1903.

Das Fadenkreuz wird am besten nach H. KAYSER von zwei sich unter 50^0 schneidenden Fäden gebildet; die zu messende Linie soll diesen Winkel halbieren, wobei der Kreuzungspunkt stets genau auf die Mitte der Linie einzustellen ist. Da das Fadenkreuz oft schlecht zu sehen ist, kann man es seitlich beleuchten; sehr brauchbar ist als Ersatz für das Fadenkreuz eine feine Spitze; auch phosphoreszierende oder fluoreszierende Fäden und Striche (auf dünnen Glas- oder Glimmerblättchen) sind angewandt worden. Ein Fadenmikrometer zur Messung des Abstandes von Linien ist sehr zweckmäßig.

Photographische Kamera. Bei Spektrographen tritt an Stelle des Fernrohrs eine Kamera Für das Objektiv derselben gelten ähnliche Bedingungen, wie für die Fernrohrlinse; es ist natürlich auf Unendlich einzustellen. Man sehe ferner die Ausführungen auf S. 220f. Bei der Photographie von benachbarten Linien kommt außer der Beschaffenheit des Objektivs auch noch die Struktur des Negativs in Betracht. In einer Negativstelle mittlerer Dichte stehen die Silberkörner etwa um ihren eigenen Durchmesser voneinander entfernt. Damit zwei Linienbilder auf der photographischen Platte noch getrennt liegen, müssen die Maxima um etwa 4 Kornbreiten voneinander abstehen. Die Kornbreite $\mathfrak{K}$ schwankt etwa zwischen 0,005 bis 0,025 mm; da der Abstand der beiden Maxima (vgl. Gl. 9) $1{,}22 \cdot \lambda \frac{f}{a}$ also $4\,\mathfrak{K}$ betragen soll, muß $\frac{a}{f}$ je nach der Korngröße $\frac{1}{40}$ bis $\frac{1}{170}$ sein.

Bolometer. Bei Spektrobolometern tritt an Stelle des Fernrohrs resp. photographischen Objektivs eine Linse nebst Bolometerstreifen, Thermosäule oder dergl. Damit zwei Linien mittels eines Bolometerstreifen etc. noch getrennt nachgewiesen werden können, muß ihr Abstand $1{,}22 \cdot \lambda \frac{a}{f}$ mindestens gleich der Streifenbreite $\mathfrak{S}$ sein, also z. B. für einen Bolometerstreifen von 0,1 mm Breite muß bei $\lambda = 1\,\mu$ das Verhältnis $\frac{a}{f} = \frac{1}{80}$ sein.

Praktische Ausführung der Spektralapparate.

I. *Prismenapparate.* Die Prismenspektroskope zerfallen in

a) Apparate mit Ablenkung. Das Schema eines einfachen Typus nach G. KIRCHHOFF und R. BUNSEN[1] ist in Fig. 110 gegeben. *A* ist das Kollimatorrohr mit dem im Brennpunkt der Kollimatorlinse *a* stehenden Spalt *l*; *P* ist das Prisma, *B* das Fernrohr (resp. die Kamera), dessen Objektiv *b* in der Ebene des Fadenkreuzes das Bild des Spektrums *r v* entwirft, das mittels des Okulars *o* betrachtet wird. Einfache Apparate haben ein Skalenfernrohr *C*, das eine im Brennpunkt der Linse *c* befindliche Teilung *s* enthält, deren Bild von der dem Fernrohr zugekehrten Prismenfläche ins Gesichtsfeld geworfen wird. — Zuverlässiger als ein Skalenfernrohr ist eine Messvorrichtung, welche aus einer Kreisteilung besteht, über welche das mit einem Nonius versehene Fernrohr mittels Mikrometerschraube bewegt wird; der Kopf der letzteren erhält zweckmäßigerweise eine Teilung. — Zur Erhöhung der Dis-

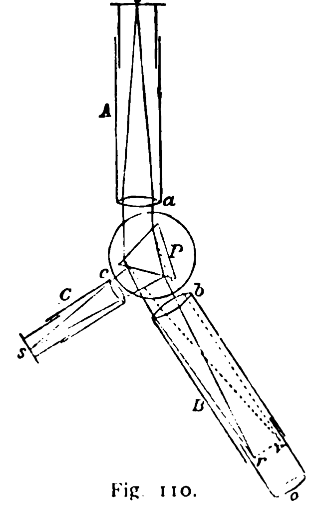


Fig. 110.

[1] G. KIRCHHOFF und R. BUNSEN, P. A. **110**, 161, 1860; Z. f. analyt. Chem. **1**, 139, 1862.

persion läßt man das Strahlenbündel mehrere Prismen passieren, eventuell zweimal den nämlichen Prismensatz durchlaufen.

1. Apparate mit fester Prismenstellung. Das dispergierende System ist für ein mittleres Spektralgebiet (gelb) im Minimum der Ablenkung; die Fig. 110 zeigt einen solchen Apparat.

2. Apparate mit automatischer Erhaltung des Ablenkungsminimums. Für genauere Messungen etc. ist die Minimumstellung des Prismensystems aus den oben geschilderten Gründen unerläßlich. Eine Vorrichtung, um ein Prisma automatisch bei allen Stellungen des Fernrohrs (der Kamera, des Bolometers etc. siehe S. 20 und 220) in der Minimumlage zu erhalten, zeigt Fig. 111. C und F tragen Kollimator- und Fernrohr (oder Kamera), das Prisma P steht auf einem drehbaren Tisch; A und B sind gleich weit von der Drehungsachse des Prismas entfernte Scharniere, AE und BE gleich lange, durch einen Zapfen vereinigte Schienen; der Zapfen kann sich in einem mit der Richtung der Winkelhalbierenden des Prismas zusammenfallenden Schlitz des Armes D bewegen. Wird bei feststehendem C der Arm F um den Winkel α gedreht, so erfährt D und damit P eine Drehung um $\frac{\alpha}{2}$. Damit ist die automatische Erhaltung des Minimums erreicht, wie eine einfache Betrachtung erkennen läßt. (Man denke sich an Stelle des Prismas einen vertikalen Spiegel, welcher parallel der Strahlenrichtung im Prisma bei der Minimumstellung aufgestellt ist; bei einer Drehung dieses Spiegels um $\frac{\alpha}{2}$ erfährt der reflektierte Strahl bekanntlich eine Ablenkung um α.)[1] — Sind mehrere Prismen vorhanden, so muß die Verschiebung jedes derselben in einer von der brechenden Kante nach der Basismitte gelegten Linie erfolgen; die Prismenbasen müssen stets Tangenten an einem Kreis sein, dessen Mittelpunktslage sowie Radius von der Wellenlänge abhängen. Vorrichtungen zur automatischen Einstellung des Minimums bei mehreren Prismen sind vielfach beschrieben worden; bei den älteren Apparaten mußten außer den Prismen auch Kollimator- und Fernrohr verschoben werden, was bei Messungen Fehlerquellen gibt. Weit besser sind die Konstruktionen mit fester Aufstellung von Kollimator- und Fernrohr, wobei man die Strahlen mit Hilfe totalreflektierender Prismen zweimal das dispergierende System, dessen Höhe gleich dem doppelten Objektivdurchmesser ist, durchsetzen läßt.

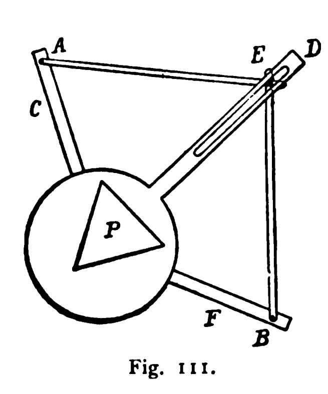
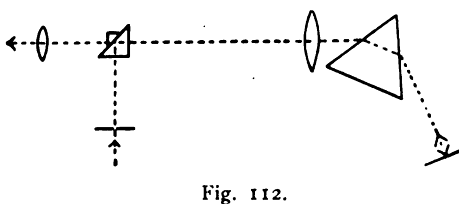


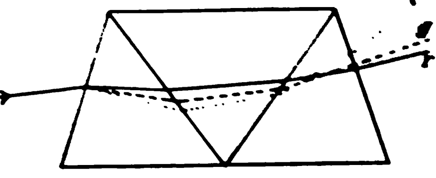
Fig. 111.

Autokollimation. Man kann Kollimator- und Fernrohr zusammenfallen lassen, d. h. mittels nur eines Objektivs, etwa nach Fig. 112, konstruieren. Die aus dem dispergierenden System austretenden Strahlen müssen natürlich durch einen Spiegel oder dergl. in sich zurückgeworfen werden.


Fig. 112.

b) Apparate ohne wesentliche Ablenkung. Das aus Crown- und Flintglas bestehende Prismensystem ist für eine bestimmte Strahlenart (meist für Gelb) gradsichtig; der Strahlengang in einem solchen System ist in Fig. 113 skizziert. Bei kleinen Handapparaten fällt das Kollimatorrohr weg; der Prismenkörper wird direkt hinter dem Spalt angebracht und an das Ende des Apparates eine Linse ge-

[1] S. auch F. Löwe, Z. f. Instr. **26**, 362, 1906.


Fig. 113.

stellt, welche das Spaltbild scharf erscheinen läßt; im Okular befindet sich bisweilen eine seitlich beleuchtete Skala. Zu Messungen dienen diese Apparate nicht, sondern zu Beobachtungen (z. B. von sich schnell bewegenden Leuchtquellen, wie Sternschnuppen, Blitzen etc.) und zu Vergleichungen; im letzteren Falle werden sie mit einem Vergleichsprisma versehen. Andere Anwendungen siehe oben S. 57 (Pyrometrie).

II. *Gitterapparate.* Die Konstruktion der Gitterapparate richtet sich nach der Natur des Gitters; auf Grund der Ausführungen S. 207 bis 212 ist die Einrichtung von Spektroskopen mit ebenen Durchlaß- und Reflexionsgittern, sowie mit Konkavgittern verständlich.

Grundbedingungen für das Arbeiten mit Prismen- und Plangitter Spektroskopen und -Spektrographen. Bei Messungen, photographischen Aufnahmen etc. von Spektren müssen, wie aus dem S. 201 und 207 Gesagten hervorgeht, folgende Bedingungen streng erfüllt sein:

1. Der Spalt des Kollimatorrohrs muß sich im Brennpunkt der Linse befinden, und der brechenden Prismenkante resp. den Gitterfurchen parallel sein; die Kollimatorlinse soll ganz von Strahlen erfüllt werden.
2. Das Kollimatorrohr und das auf unendlich eingestellte Fernrohr resp. die Kamera müssen in demselben Hauptschnitt des Prismas bezw. in einer zu den Gitterfurchen senkrecht stehenden Ebene liegen. Fremdes Licht muß sorgfältig ausgeschlossen werden.
3. Bei Bewegungen der einzelnen Teile müssen die vorstehenden Bedingungen erfüllt bleiben.
4. Die Temperatur des Apparates muß konstant erhalten werden. Eichungen (cf. S. 222) gelten nur für eine ganz bestimmte Temperatur! Bei Vergleichsspektren ist man von Temperaturfehlern frei.

Als Kriterium für genügende Reinheit des Spektrums dient das deutliche Auftreten FRAUNHOFERscher oder scharfer Metall-Linien.

Näheres sehe man bei H. KAYSER, Handbuch Bd. I, Kap. III, 2. Abschnitt; ferner F. KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, X. Aufl. (1905), Kap. 64; WIEDEMANN-EBERT, Physikal. Praktikum, 5. Aufl. (1905), S. 295 ff.

Untersuchung des Spektrums.

Grenzen des sichtbaren Spektrums. Für die meisten Augen liegen die Grenzen der Sichtbarkeit bei ca. 760 und 400 $\mu\mu$; manche Augen sehen im Rot erheblich weiter (als äußerste Grenze wird meist 840 $\mu\mu$ angegeben),[1] besonders wenn man ein Kobaltglas oder ein Rubinglas einschaltet. Ammoniakdämpfe sollen das Auge für Ultrarot sensibilisieren. Im Ultraviolett soll man unter Zuhilfenahme von blauen Gläsern bis 300 $\mu\mu$ und weiter sehen können.

Ultrarotes Gebiet. Sehr wichtig für das Studium ultraroter Spektren ist die Tatsache, daß viele ultrarote Wellenlängen die Phosphoreszenz der Erdalkalisulfide (Leuchtfarben), des hexagonalen Zinksulfids (SIDOTsche Blende) etc. auslöschen. (Vgl. das Kapitel »Phosphoreszenz«). E. und H. BECQUEREL haben diese Erscheinung zur Untersuchung des Spektrums angewandt. Man kann folgende Wege einschlagen:

1. Die Leuchtschicht wird schwach belichtet, dann dem Spektrum ausgesetzt.
2. Man entwirft unter Benutzung zweier Spalte und zweier Prismen auf das scharfe, zu untersuchende Spektrum ein zweites, unscharfes, dessen Violett auf das Ultrarot des scharfen Spektrums fällt.

[1] M. STEFANIK will unter Anwendung geeigneter Filter bis 1 μ sehen (C. R. 142, 986, 1906).

Man erhält, je nachdem man Linien in Emission oder in Absorption untersucht, dunkle Linien auf hellem Grund oder helle Linien auf dunklem Grund. Am besten läßt sich die SIDOTsche Blende zu diesen Versuchen verwenden.

Ultraviolettes Gebiet. Durch fluoreszierende Substanzen kann man nach E. BECQUEREL, W. EISENLOHR, G. G. STOKES u. a. das ultraviolette Gebiet der okularen Beobachtung zugänglich machen. J. L. SORET konstruierte ein fluoreszierendes Okular, bei welchem eine in der Fadenkreuzebene liegende Uranglasplatte (oder dergl.) durch eine schräg gestellte Lupe betrachtet wird. G. D. LIVEING und J. DEWAR beschreiben eine noch bessere Vorrichtung, doch haben diese Hilfsmittel gegenwärtig im Vergleich zur Spektrophotographie nur untergeordnete Bedeutung.

Spektrophotographie. Die Untersuchung von Banden- und Linienspektren geschieht am zweckmäßigsten auf photographischem Wege. Die Linienbestimmungen von H. A. ROWLAND, H. KAYSER und C. RUNGE, B. HASSELBERG, J. M. EDER und E. VALENTA, F. EXNER und E. HASCHEK u. a. sind fast alle auf photographischem Wege geschehen. Durch Ausmessen der Photogramme erreicht man mit geringerer Mühe viel größere Genauigkeit, als durch okulare Messung; ferner ist die photographische Wiedergabe von Spektren freier von physiologischen und psychologischen Einflüssen; sie läßt ganz besonders auch die Beschaffenheit der Linien etc. viel sicherer erkennen, als die okulare Betrachtung. Vor allem ist die akkumulierende Fähigkeit der Platte von Vorteil: sie summiert die Einzeleindrücke éiner schwachen Linie, die unserem Auge ganz verborgen bleibt; umgekehrt hält sie eine schnell verschwindende Linie fest, falls diese nur genügende Intensität besitzt. Schließlich läßt sich auf photographischem Wege ein mindestens dreimal so großes Wellengebiet untersuchen, als durch okulares Studium. — Nur die Helligkeitsverhältnisse werden von der Platte unter Umständen sehr schlecht wiedergegeben, einmal wegen der Verschiedenheit zwischen den Empfindlichkeitskurven des Auges und der Platte, dann auch wegen der eigentümlichen Schwärzungsgesetze für Bromsilbergelatine; besonders hat man auf eventuelle Umkehrungserscheinungen (Solarisation) zu achten.[1]

Spektrographen. Jeder Spektralapparat kann in einen Spektrographen umgewandelt werden, wenn man an Stelle des Fadenkreuzes eine Platte anbringt oder das Fernrohr durch eine Kamera mit auf unendlich eingestelltem Objektiv ersetzt. — Eine kleine Kamera kann man zum Spektrographen umgestalten, wenn man an Stelle des Objektivs ein gradsichtiges Handspektroskop bringt. Durch Verschieben der Kassette in der Spaltrichtung kann man eine ganze Reihe von Aufnahmen übereinander auf dieselbe Platte machen. — Eine nähere Beschreibung der größeren Spektrographen ist überflüssig, da aus dem auf S. 217f. u. 222f. gesagten eine Orientierung über Einrichtung und Handhabung dieser Apparate leicht zu gewinnen ist.[2] — Zweckmäßig ist es, wenn Prisma und Gitter je nach Bedarf an einem Spektrographen ausgetauscht werden können. — Über die Spektrophotographie mit Konkavgittern siehe S. 211.

Photographische Schichten. Die gewöhnlichen Bromsilberemulsionen des Handels geben bei mittleren Expositionszeiten das Gebiet ca. 240—470 $\mu\mu$. Für längere Wellenlängen lassen sich die Schichten durch Sensibilisierung empfindlich machen (vgl. das Kapitel »Sensibilisatoren«). A. HAGENBACH und H. KONEN haben für ihre vortrefflichen Aufnahmen in dem Atlas der Emissionsspektren orthochromatische Schleußner-Films, Perutz-Pororto- (Grünsiegel-) Films im Violett, mit Orthochrom P resp. mit Pinachrom sensibilisierte Agfa-Films im mittleren Gebiet verwendet.

---

1 Siehe dazu R. W. WOOD, Astrophys. J. **17**, 361, 1903. — 2 Näheres siehe in H. KAYSERS Handbuch. Über einige neuere Konstruktionen vgl. H. LEHMANN, Z. f. Instr. **23**, 168, 1903; **24**, 131, 358, 1904; Z. wiss. Phot. **1**, 41, 1903. C. LEISS, Z. f. Instr. **25**, 96, 1905 (Konkavgitter). F. LÖWE, Z. f. Instr. **26**, 330, 1906. K. SIEGL, Mechan.-Ztg. **21**, 201, 1906.

Um die Ungleichheit in der spektralen Empfindlichkeit der photographischen Schichten auszugleichen, bedient man sich der Dämpfungsfilter. Dieselben lassen das weniger brechbare Spektralgebiet besser durch, als das kurzwellige Ende; gute Dienste leisten u. a. die MIETHEschen Gelatinefolien, auch gefärbte Gläser (Gelbscheiben etc.) sind brauchbar. Man sucht sich durch spektroskopische Prüfung geeignete Filter aus.

Spektrophotographie im Ultrarot. Die direkte Photographie ultraroter Spektren bietet ziemliche Schwierigkeiten; gewöhnliche Platten sind zu unempfindlich für dieses Gebiet; durch Sensibilisierung kommt man bis zu 1,2 μ. W. ABNEY hat eine Emulsion hergestellt, deren nichtsensibilisiertes Bromsilber bis 2 μ empfindlich ist; die Darstellung dieser Emulsion scheint aber große Schwierigkeit zu haben.[1]

Mit Vorteil läßt sich die Phosphorographie (siehe S. 219) verwenden; man legt das phosphorographische Bild auf die Schicht einer Platte und fixiert auf diese Weise die vergängliche und schlecht messbare Phosphorographie. (J. DRAPER, E. LOMMEL, L. FOMM, H. LEHMANN[2].)

Spektrophotographie im Ultraviolett. Gelatine ist von 257 $\mu\mu$ an wenig durchlässig und bei 237 $\mu\mu$ ist die Absorption auch in äußerst dünner Schicht schon vollständig. Man muß in diesem Gebiet also (fast völlig) bindemittelfreie Schichten nehmen, deren Herstellung von V. SCHUMANN eingehend untersucht worden ist. Daß die Optik von 350 $\mu\mu$ an Quarz, von ca. 200 an Fluorit sein muß, war schon S. 214 ausgeführt, ebenso daß man jenseits 185 $\mu\mu$ wegen der Luftabsorption im Vakuum resp. in Wasserstoff arbeiten muß (Vakuumspektrograph von V. SCHUMANN). Die äußerste von V. SCHUMANN erreichte Grenze ist ca. $\lambda = 100\,\mu\mu$. TH. LYMAN[3] hat die Versuche SCHUMANNS fortgesetzt, indem er ein Konkavgitter aus Spiegelmetall verwandte. Im Vakuum von 0,008 mm (Geryk-luftpumpe) kam LYMAN bis $\lambda = 179{,}2\,\mu\mu$; in trockenem Wasserstoff von 2 mm Druck bis $\lambda = 103{,}3\,\mu\mu$. Die Expositionszeit auf SCHUMANNschen Platten betrug 5 Minuten.

Stellung der photographischen Schicht. Nur bei kurzer Brennweite und geringer Dispersion darf man die Platte senkrecht zur Objektivachse stellen; sind jene Größen erheblicher, so müsste die photographische Schicht sich eigentlich der zylindrischen Bildfläche anschmiegen, doch genügt es bei Spektren von ca. 30 cm linearer Größe, wenn man die Platte schief gegen die Achse stellt, so daß sie die Bildfläche in zwei geeigneten Punkten schneidet. Meist führt man die Schrägstellung durch Drehen des Kasettenträgers aus, der durch einen Balg an dem Objektivhalter befestigt sein muß; andere Konstruktionen siehe bei H. KAYSER, Bd. I, 632 ff. Wenn bei sehr langen Spektren die Schrägstellung nicht genügt, so muß die Aufnahme auf einem passend gekrümmten Film erfolgen. Dies ist bei Konkavgitteraufnahmen der Fall (siehe S. 211). Bisweilen ist aber auch dieser Kunstgriff nicht mehr anwendbar, nämlich bei exakten Messungen mittels Prismenapparaten; diese haben eine sehr stark gekrümmte Bildfläche, und die photographische Schicht der Bildkurve anzuschmiegen ist der Schichtverziehungen etc. wegen bedenklich. In solchen Fällen muß man entweder einzelne Teile des Spektrums nacheinander scharf abbilden oder aber ein Objektiv anwenden, welches das ganze Spektrum in einer Ebene scharf liefert.

Objektive für Spektrographen. J. HARTMANN[4] hat versucht einen für spektrophotographische Aufnahmen ganz besonders geeigneten Objektivtypus zu schaffen, welcher folgende Bedingungen möglichst erfüllt: »1. Abbildung des von einem gegebenen Prismensatze erzeugten Spektrums in einer Ebene, 2. sehr vollkommene Beseitigung der sphärischen Aberration für die ganze Ausdehnung

[1] Vgl. W. RITZ, C. R. **143**, 167, 1906. — [2] Z. f. Instr. **26**, 353, 1906. S. ferner A. BERGMANN, Diss. Jena 1907. Erscheint in d. Z. wiss. Phot. **6**, 1908. Über die Zerstörung des Lichtschleiers durch ultrarote Strahlen und deren Anwendung siehe G. MILLOCHAU, C. R. **142**, 1407, 1906. — [3] Astrophys. J. **19**, 263, 1904; **25**, 45, 1907. — [4] Z. f. Instr. **24**, 257, 1904.

einem Teilkreis derart justiert sein, daß die mittelste Furche zur Teilkreisebene in deren Mittelpunkt senkrecht steht; die Gitternormale bedingt die Nullpunkte der Teilung. Wir unterscheiden

a) Apparate mit beliebiger Stellung der einzelnen Teile; die Messung erfolgt nach der Gleichung

$$\lambda = \frac{l}{m} (\sin \alpha + \sin \beta). \tag{21}$$

b) Apparate mit konstantem Winkel zwischen Fernrohr und Kollimatorrohr; die Messung geschieht auf Grund der Beziehung

$$\lambda = C \sin \varphi . \tag{22}$$

c) Apparate mit senkrechter Stellung des Fernrohrs (oder des Kollimatorrohrs) zur Gitterebene; die Berechnung kann nach der Formel

$$\lambda = \frac{l}{m} \sin \alpha \text{ (resp. } \beta) \tag{21a}$$

erfolgen.

In diesen Fällen ist für konstantes α (resp. β) das Spektrum normal, d. h. es entsprechen gleichen Winkeländerungen von β (oder α) gleiche Unterschiede der Wellenlänge. Hat man den Ablenkungswinkel ε zwischen zwei bekannten Linien von den Wellenlängen λ_1 und λ_2 gemessen, so ist der Quotient $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\varepsilon}$ der Faktor, mit welchem der Ablenkungswinkel ζ zwischen einer bekannten und einer unbekannten Linie multipliziert werden muß, um deren Wellenlängendifferenz zu ergeben.

Würde man für die Gl. 21 und 21a die Gitterkonstante direkt bestimmen, so hätte man eine absolute Messung ausgeführt; man umgeht die diffizile Feststellung von l durch Einstellung auf eine Linie von genau bekannter Wellenlänge und Berechnung von l. Die Ordnungszahl m festzustellen hat keine Schwierigkeit; man zählt vom ungebeugten Spaltbild ab die bei Verschiebung des Fernrohrs das Gesichtsfeld passierenden Spektren. (Man beachte aber die Ausführungen auf S. 210 und 213.)

Koinzidenzmethode. Auf Grund der Überlegungen, welche wir S. 208 an die Beziehung

$$l (\sin \alpha + \sin \beta) = m \lambda = 2 m \frac{\lambda}{2} = 3 m \frac{\lambda}{3} \ldots .$$

anknüpften, können wir folgendermaßen die Wellenlänge unbekannter Linien ermitteln. Man misst zunächst die Abstände bekannter Linien in einem Spektrum bestimmter Ordnung, und stellt nun auf die nahe benachbarten unbekannten Linien aus einer fremden Ordnung ein; durch Interpolation (vgl. 226) kann man unter Berücksichtigung der Ordnungszahlen auf diese Weise recht genaue Bestimmungen ausführen.

2. Verwendung eines Vergleichsspektrums. Man kann natürlich auch bei allen Gitterapparaten ganz in derselben Weise verfahren, wie es bei Prismenspektroskopen unter A, d) geschildert wurde. Vornehmlich wird diese Methode bei Apparaten angewendet, welche je nach Bedarf als Prismen- oder als Gitterspektroskop eingerichtet werden können und keinen Teilkreis haben.

Konkavgitter.

Da man die Konkavgitter meist nach H. A. ROWLAND montiert oder doch so aufstellt, daß normale Spektren erhalten werden, gilt für die okularen Messungen das oben unter c) gesagte. Natürlich kann auch die Koinzidenzmethode Verwendung finden.

B. Photographische Bestimmungen.

Gegenwärtig treten die okularen Messungen gegenüber den photographischen estimmungen ziemlich in den Hintergrund (vgl. S. 220). Die Untersuchung von pektrogrammen geschieht in der Weise, daß man dieselben unter einem Mikrokop mit Hilfe eines Okularmikrometers oder besser mit Hilfe eines mikrometrisch erschiebbaren Objekttisches ausmisst. Man stellt, wie immer, das Fadenkreuz uf die Mitte der Linien ein und ermittelt so deren Abstand, ausgedrückt durch ie Ganghöhe der Schraube als Einheit.[1]

Bei ausgedehnteren Spektren verwendet man am zweckmäßigsten eine mit Iikroskop versehene Teilmaschine. Natürlich muß deren Schraube möglichst ehlerfrei sein, anderenfalls muß eine Korrektionstabelle hergestellt und den Ablesungen zugrunde gelegt werden.

Sehr zweckmäßig ist eine von H. KAYSER an der Teilmaschine angebrachte Vorrichtung, welche die Ablesung der Einstellung, sowie Angaben über Intensität, Unschärfe, Umkehrung etc. durch Druck auf einige Knöpfe zu markieren gestattet. Dadurch fällt das äußerst ermüdende Hin- und Herbewegen des Auges vom Mikroskop zur Mikrometerschraube fort.

Um die Intensität der Linien genauer bestimmen zu können, als es durch bloße Schätzung möglich ist, bringt H. KAYSER mit Hilfe eines Ansatzrohres am Mikroskoptubus, welches mit einer Linse und einem Umkehrprisma versehen ist, das Bild eines 10 verschieden starke Linien enthaltenden Standards in das Gesichtsfeld. — Um Zahlen oder dergl. in die Aufnahme einzutragen, verfährt man nach O. H. BASQUIN.[2]

Sehr wichtig für die Ausmessung von Spektrogrammen ist die Frage, ob die Gelatineschicht (ev. die Kollodiumhaut) der Negative sich nach den verschiedenen Prozessen beim Trocknen verzieht, so daß die Linien andere Abstände bekommen, als sie bei der Aufnahme hatten. Bei guten Platten und Films ist das nicht der Fall; Schichten, die Blasen bilden oder sich ablösen, sind unbrauchbar. Natürlich sind die bekannten Fehler beim Trocknen durchaus zu vermeiden, wie Trocknen in der Nähe des Ofens, im Sonnenlicht, bei Temperaturwechsel, Alkoholbehandlung schon teilweise getrockneter Platten u. a.

Bei der Wellenlängenbestimmung an Spektrogrammen kommt es darauf an, ob diese nichtnormale oder normale Spektren darstellen.

Nichtnormale Spektrogramme. Man verfährt analog wie es oben S. 223 unter d) beschrieben worden ist: es wird auf die zu messenden und auf die benachbarten bekannten Linien eingestellt; aus den gegenseitigen Abständen intrapoliert man die Wellenlängen der zu untersuchenden Linien.

Normales Spektrogramm. Man verfährt analog wie es oben S. 224 unter c) beschrieben worden ist: man ermittelt den Abstand zweier an den beiden Enden der Platte gelegenen bekannten Linien von den Wellenlängen λ_1 und λ_2, bildet den Quotienten $\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{s}$, und hat somit den Faktor, der alle Linienabstände in die zugehörige Wellenlängendifferenz umwandelt.

Um in zweifelhaften Fällen zwischen Vergleichslinien und den zu messenden scharf unterscheiden zu können, misst man auch Spektren, in welche die Vergleichslinien nicht mit einphotographiert sind. F. EXNER und E. HASCHEK[3] haben folgende Methode zur Ausmessung eines normalen Spektrums beschrieben. In dem zu untersuchenden Spektralbild werden die Eisenlinien erzeugt; die Platte wird mit einem Aplanaten (24 cm Brennweite) auf einen Schirm projiziert, der mit einer Skala versehen ist; die Vergrößerung wird so gewählt, daß einer Ångström-Einheit eine einfache Zahl von Skalenteilen entspricht. Die Auswertung der unbekannten

[1] Über ein Messmikroskop s. F. LÖWE, Z. wiss. Phot 4, 206, 1906. — [2] Astrophys. J. 1, 166, 1895. — [3] Wiener Ber. 104, II, 309, 1895; 105, II, 524, 1896; 106, II, 36, 1897.

Wellenlängen ist dann eine sehr einfache und rasche; auch überblickt man gleichzeitig ein großes Gebiet des Spektrums. Die Genauigkeit beträgt etwa 0,1 bis 0,2 Å.-E.

Photographische Koinzidenzmethode. Analog wie bei okularen Messungen kann man auch bei der Spektrophotographie von der Koinzidenz der verschiedenen Ordnungen Gebrauch machen, was vornehmlich für das Studium des Ultraviolett von Vorteil ist. Man stellt auf einige Linien bekannter Wellenlänge und Ordnung ein und photographiert mit diesen gleichzeitig die unbekannten Linien fremder Ordnung; durch Abstandsmessung und Interpolation lassen sich alsdann die gesuchten Wellenlängen ermitteln (s. unten). Über eine Methode von H. Draper, die Stelle einer Standardlinie durch das photographische Bild einer Spitze zu markieren, vgl. H. Kayser, Bd. I, 766. Die photographische Koinzidenzmethode ist mit großem Erfolg bei Konkavgittern angewandt worden.

Rechnerische Interpolation. Während man bei spektroskopischen Arbeiten, welche keine großen Ansprüche an die Genauigkeit der Messung stellen, am bequemsten graphisch interpoliert (vgl. S. 222f.), muß man bei genaueren Wellenlängenbestimmungen die Interpolation auf rechnerischem Wege durchführen.

1. Lineare Interpolation. Liegt die zu messende Linie sehr nahe an zwei bekannten Linien, so kann man auf Grund der okularen oder photographischen Abstandsbestimmungen linear interpolieren.

2. Interpolationsformeln. Bei größeren Abständen zwischen den bekannten und der zu messenden Linie muß man sich komplizierterer Interpolationsformeln bedienen. Recht zweckmäßig ist die W. Schmidtsche Formel

$$n\,(\delta \text{ oder } \mathfrak{L}) = \frac{A}{\lambda^{\alpha}} + \frac{B}{\lambda^{\beta}} + \frac{C}{\lambda^{\gamma}} \ldots \qquad (26)$$

worin für α, β, γ am besten 0, 1, 4, weniger gut 0, 2, 4 oder 0, 2, 8 gesetzt werden. Kommt es auf keine große Genauigkeit an, so bricht man beim zweiten Glied ab und setzt $\alpha = 0$, $\beta = 2$. Der Ausdruck wird dann identisch mit der abgekürzten Cauchyschen Dispersionsformel

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}\,. \qquad (26a)$$

Aus beobachteten zusammengehörigen Paaren von n, δ (Ablenkung) oder $\mathfrak{L}$ (Skalenablesung) für Linien bekannter Wellenlänge berechnet man die Konstanten A, B etc. Will man möglichste Genauigkeit, so ermittelt man dieselben aus zahlreichen Einzelmessungen nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Am besten und in neuerer Zeit viel benutzt ist der Ausdruck von J. Hartmann:[1]

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c}{(n - n_0)^{\frac{1}{\alpha}}}\,, \qquad (27)$$

worin λ_0, c, n_0 und α Konstanten sind; für n kann auch hier wieder direkt δ oder $\mathfrak{L}$ eingesetzt werden. Die Konstanten sind, wie bei der Schmidtschen Formel, aus Einzelbeobachtungen für bekannte Linien zu ermitteln. Vernachlässigt man α, welches bei Flint- und Crownglas ziemlich denselben Wert 1,2 hat, so geht Gleichung 27 in einen schon früher von A. Cornu benutzten Ausdruck über.

Anwendung der Dispersionstheorie. Die graphischen und rechnerischen Interpolationsmethoden sind nur dann möglich, wenn in dem zu untersuchenden Spektralgebiet genügend Linien von genau bestimmter Wellenlänge vorhanden sind. Ist dies nicht der Fall, muß man also über weitere Spektralgebiete inter- oder extrapolieren, so muß man die Dispersionstheorie heranziehen. Unter der Voraussetzung, daß in dem betrachteten Spektralgebiet kein Absorptions-

---

1 Publ. des Potsdamer Observ. 12, Anhang S. 1—16, 1898; Astrophys. J. 8, 218, 1898.

streifen des dispergierenden Systems liegt, ist am sichersten die Anwendung der HELMHOLTZ-KETTELERschen Dispersionsformel

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 - P} - \frac{C}{\lambda^2 - Q} \cdot \qquad (28)$$

Die Konstanten sind, wie oben, zu bestimmen. Hier darf für n nicht δ oder $\mathfrak{L}$ eingesetzt werden. Hat die Substanz des dispergierenden Systems in dem betrachteten Spektralteil einen Absorptionsstreifen, so ist die ausführlichere HELMHOLTZsche-KETTELERsche Dispersionsformel, die wir bei Besprechung der anomalen Dispersion anführen werden, heranzuziehen.

Kontrolle spektroskopischer Messungsergebnisse.

Hat man mit Hilfe eines Vergleichsspektrums den Faktor (vgl. S. 224f.) zur Umwandlung der Abstände in Wellenlängendifferenzen ermittelt, so berechnet man nicht nur die Wellenlängen der unbekannten Linien, sondern auch diejenigen der Vergleichslinien und kontrolliert deren Übereinstimmung mit den wahren Werten. Für eine bestimmte mikrometrische Messvorrichtung kann man aus den Abweichungen für die bekannten Linien als Ordinaten und den Wellenlängen resp. Schraubenablesungen graphisch eine Korrektionskurve konstruieren; vgl. dazu H. KAYSER, Handbuch I, 725.

Überführung der Energiekurve eines prismatischen Spektrums in diejenige eines normalen Spektrums.

Wenn wir in einem normalen Spektrum einen Bolometerstreifen verschieben, so fällt an jeder Stelle ein Spektralgebiet von ganz bestimmtem Umfang $d\lambda$ auf den Streifen, im prismatischen Spektrum dagegen hängt der Betrag $d\lambda$ von der Dispersion der Prismensubstanz ab. Um ein richtiges Bild von der Energieverteilung zu erhalten, muß man die prismatische Kurve, welche zunächst wegen der Absorptions- und Reflexionsverluste zu korrigieren ist, in die normale Kurve umwandeln.

Rechnerische Methode. Die rechnerische Umwandlung ist besonders von L. MOUTON[1] besprochen worden; das nähere sehe man in seiner Abhandlung, sowie in H. KAYSERs Handbuch Bd. I, 751 ff. Der Grundgedanke der Umrechnung ist folgender:

In einem normalen Spektrum sei mittels eines Bolometerstreifens die Energie des sehr schmalen Intervalles $\lambda_2 - \lambda_1 = d\lambda$, durch den Galvanometerausschlag $Q_{n\lambda}$ gemessen; dann ist dieser Ausschlag ein Maß für E_λ, d. h. für die Energie der mittleren Wellenlänge λ (vgl. S. 20); dasselbe gilt für alle anderen Spektralgebiete. Im prismatischen Spektrum ist jedoch, wie oben bereits erwähnt, der auf den Bolometerstreifen fallende Betrag $d\lambda$ von der Winkeldispersion abhängig, und zwar ist er derselben umgekehrt proportional; ein Maß der Energie für die mittlere Wellenlänge λ erhalten wir also, indem wir den Galvanometerausschlag $Q'_{p\lambda}$ mit der Winkeldispersion multiplizieren:

$$E_\lambda = Q'_{p\lambda} \frac{d\delta}{d\lambda} \cdot$$

Graphische Methode. S. P. LANGLEY vollzieht die Umwandlung auf Grund der MOUTONschen Betrachtung durch ein graphisches Verfahren: Man konstruiert (Fig. 114) über der die Ablenkungen δ als Teilung tragenden y-Achse die prismatische Energiekurve φ ( ), indem man die Intensitäten durch Lote in beliebigem Maßstab darstellt. Auf der y-Achse werden nun einige Wellenlängen

[1] C. R. **89**. 295, 1879.

markiert und in diesen Punkten Lote konstruiert. Die x-Achse teilt man nach Wellenlängen und errichtet in den jenen Wellenlängen entsprechenden Punkten Ordinaten. Legen wir durch die Punkte, in denen die Abszissen und die Ordinaten sich schneiden, eine Kurve, so stellt diese die Funktion

$$\delta = \psi(\lambda)$$

dar. Man ermittelt nun

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{d\delta}{d\lambda}$$

für die einzelnen Schnittpunkte und multipliziert mit diesen Werten die entsprechenden Ordinaten im prismatischen Spektrum; die den so gefundenen Ordinaten entsprechende Kurve $f(\lambda)$ zeigt dann die Energieverteilung im normalen Spektrum der untersuchten Strahlenquelle.

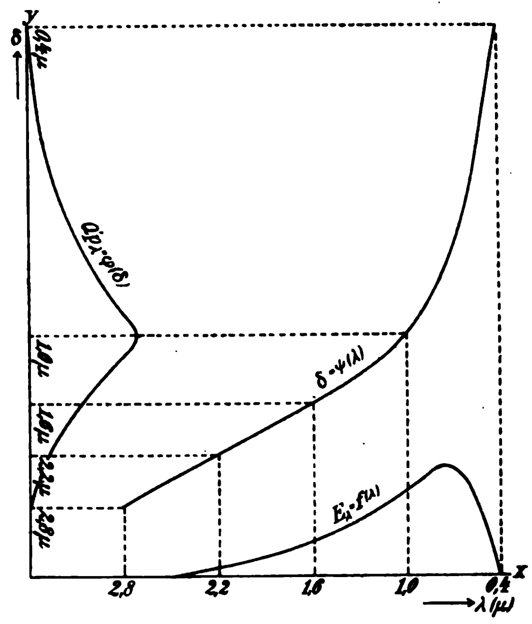


Fig. 114.

Man kann statt der Ablenkung δ auch den Brechungsexponenten n zugrunde legen; der Reduktionsfaktor ist dann $\frac{dn}{d\lambda}$ und die Kurve

$$n = \psi'(\lambda)$$

stellt die Dispersionskurve dar.

Ganz analog läßt sich die Helligkeitskurve eines prismatischen Spektrums in die des normalen Spektrums überführen; doch wird diese Aufgabe wohl seltener vorliegen, da man meist direkt die Helligkeitskurve für ein Spektrum konstanter Energieverteilung (»isenergetische Helligkeitskurve«) durch Messung oder Rechnung zu ermitteln sucht (vgl. dazu Seite 70f. und 161).

Besondere Hilfsmittel für spektroskopische Untersuchungen.[1]

Anwendung der BOYLEschen Interferenzen.

Die besten Prismenapparate sowie die größten Gitter gestatten, wenn letztere in niederen Ordnungen benutzt werden, eine Trennung von Linien, deren Wellenlängen um ein oder wenige Hunderstel A.-E. verschieden sind (S. 210). Durch Verwendung von Gitterspektren höherer Ordnungen eine noch größere Auflösung zu bekommen, ist wegen der starken Übereinanderlegung (S. 208) kaum tunlich. Wenn wir jedoch an Stelle der Beugungserscheinungen, welche der Bilderzeugung bei Prismen- bzw Gitterapparaten zugrunde liegen, die an Platten oder Keilen auftretenden BOYLEschen Interferenzphänomene spektroskopischen Zwecken dienstbar machen, so werden wir befähigt, äußerst nahe benachbarte Linien zu trennen, die bei der Anwendung von Prismen oder Gittern zu einem anscheinend monochromatischen Spaltbild zusammenfallen. Jene speziellen Interferenzmethoden gestatten wichtige, mit anderen Hilfsmitteln nur schwer zu verfolgende Probleme, z. B das ZEEMAN-Phänomen, sehr exakt zu untersuchen und werden überhaupt unsere Kenntnisse von den spektroskopischen Erscheinungen und Gesetzen wesentlich erweitern.

[1] Vgl. E. GEHRCKE, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie. Braunschweig, Fr. Vieweg 1906. (Die „Wissenschaft", Heft 17.) — H. KAYSER, Handb. Bd. I, S. 582, 482. W. FEUSSNER, in Winkelmanns Handb. Bd. VI, Kap. „Interferenz"; H. KAYSER, ebenda, Kap. „Spektralanalyse".

Druck von Emil Herrmann senior in Leipzig.

Verlag von **Johann Ambrosius Barth** in **Leipzig.**

LAAR, J. J. van, Lehrbuch der mathematischen Chemie. Mit einer Einleitung von Professor H. W. Bakhuis-Roozeboom. 8°. [IX, 224 S. mit 28 Figuren.] 1901. M. 7.—; geb. M. 8.—.

Hiermit empfehle ich das Buch allen denjenigen, die etwas tiefer in die thermodynamische Behandlung der Gleichgewichtsprobleme eindringen wollen. Mögen darin nach qualitativer Seite bis zu einem gewissen Punkt auch diese mathematische Behandlung noch vielerlei Resultate zu gewinnen sein — das Bedürfnis nach tieferem Eindringen nach der quantitativen Seite hin, zumal bei größeren Konzentrationen, macht sich bereits mehrfach bemerkbar, und in dieser Richtung ist nur auf dem in diesem Buche betretenen Wege Aussicht auf bedeutende Erfolge.

LADENBURG's Handwörterbuch der Chemie. Unter Mitwirkung von hervorragenden Fachgelehrten herausgegeben. 13 Bände und Generalregister. Mit Holzschnitten und Tafeln. Lex.-8. 1883 bis 1896. M. 220.—; geb. M. 250.—; herabgesetzt auf M. 90.—; in Halbfranz geb. M. 118.—.

LEHMANN, O., Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens. Vortrag, gehalten in der Hauptversammlung der 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 21. September 1906, ergänzt durch den Vortrag in der Sitzung der physikalischen Abteilung am 17. September 1906. [75 Seiten mit 30 Illustrationen.] 1906. Kart. M. 1.20.

In den Lehrbüchern der Physik, Chemie und Kristallographie sind bisher höchstens flüchtige Andeutungen gegeben, die Existenz flüssiger Kristalle sei behauptet worden, während Abbildungen und nähere Beschreibung der Erscheinungen vollkommen fehlen. Hierdurch findet die Überraschung, welche den Äußerungen in der Presse zufolge die Vorträge in weiteren Kreisen hervorgerufen haben, ihre Erklärung, und die Herausgabe dieser Schrift dürfte einem wirklich empfundenen Bedürfnis entgegenkommen. Die beigegebenen 30 Abbildungen werden die vorgezeigten Lichtbilder und Projektionen der Erscheinungen in natura einigermaßen ersetzen.

LIEBIG, Justus von und Emil Louis Ferdinand GÜSSEFELD. Briefwechsel 1862—1866. 22 Briefe Liebigs, zugleich ein Beitrag zur Geschichte der Industrie künstlicher Dünger in Deutschland. Mit Anmerkungen und Erläuterungen versehen. [VIII, 72 S.] 1907. M. 3.—

Die hier abgedruckten 38 Briefe zwischen Liebig und Güssefeld stammen aus den Jahren 1862—1866 und handeln in der Hauptsache über die Verwendung von künstlichem chemischen Dünger. Güssefeld suchte damals den Baker-Guano in Deutschland einzuführen, und es ergab sich von selbst, daß er hierdurch mit dem Altmeister der landwirtschaftlichen Chemie, Justus von Liebig, in Briefwechsel trat und diesen um Rat und wissenschaftliche Unterstützung bat. Diesen Rat hat Liebig in uneigennütziger Weise gegeben, davon legt der Briefwechsel Zeugnis ab.

Das Buch dürfte daher nicht nur für Historiker, sondern auch für Chemiker und Landwirte von Interesse sein.

LOEB, JACQUES, Untersuchungen über künstliche Parthenogenese und das Wesen des Befruchtungsvorganges. Deutsche Ausgabe unter Mitwirkung des Verf. herausg. von Prof. Dr. E. Schwalbe in Heidelberg. [VIII, 532 Seiten mit 12 Abbildungen.] 1906. M. 7.50; geb. M. 8.50.

Die hochinteressanten Versuche des Verfassers, Einsicht in das Wesen des Befruchtungsvorganges zu gewinnen, werden hier von ihm selbst dargestellt. Sie zeigen, daß sicher die Eier der Würmer und Mollusken zur künstlichen Parthenogenese veranlaßt werden, und es scheinen nur noch technische und nicht prinzipielle Schwierigkeiten zu bestehen, wenn irgend eine Grenze für das Gelingen weiterer Versuche besteht.

LOEB, JACQUES, Vorlesungen über die Dynamik der Lebenserscheinungen. [VI, 324 S. mit 61 Abbildungen.] 1906. M. 10.—; geb. M. 11.—.

Der berühmte amerikanische Physiologe legt in diesen Vorlesungen seine eigenen Untersuchungen über die Dynamik der Lebenserscheinungen und der Ansichten dar, zu denen sie ihn geführt haben. Eine möglichst vollständige Darstellung des Gebietes der experimentellen Biologie ist erstrebt worden, und die Resultate der neuesten Untersuchungen wurden, soweit es möglich war, eingefügt.

Chemiker-Zeitung: Das Buch bedarf keines empfehlenden Begleitwortes. Sein Inhalt trägt den Stempel geistiger Produktivität; er ist das Ergebnis mühevoller Forschungen, die einen verheißungsvollen Eingang in bis vor kurzem noch als verschlossen geltendes Gebiet geschaffen haben.

MACH, E., Erkenntnis und Irrtum. Skizzen zur Psychologie der Forschung. 2. durchgesehene Auflage. [XII, 474 S. mit 35 Abbildungen.] 1906. M. 10.—; geb. M. 11.—.

Die Zeit: Was das Buch dem gebildeten Leser wertvoll und unentbehrlich macht, ist vor allem die Tatsache, daß es der typische Repräsentant des modernen naturwissenschaftlichen Denkens ist, das sich nicht innerhalb der Grenzen einer Spezialforschung einnistet, sondern einen Teil jener Domäne übernimmt, die früher ausschließlich von den Philosophen bearbeitet wurde, wie Erkenntnispsychologie, Ethik, Ästhetik, Soziologie. — Machs Werke sind weder in Schnörkeln gedacht, noch in Hieroglyphen geschrieben. Es gibt überall nur große Gesichtspunkte und gerade Wege. Nirgends begegnen wir dem kleinlichen Mönchsgezänke der Zunft, der Schadenfreude am Entdecken nebensächlicher Fehler, der übermütigen Tendenz des Besserwissens oder niedriger Rachsucht wegen ungünstiger Kritik. Selbst wo gegenteilige Meinungen bekämpft werden, geschieht dies mit Ruhe und Noblesse der Gesinnung.

MACH, E., Populär-wissenschaftliche Vorlesungen. 3. Aufl. [XII, 403 Seiten mit 50 Abbildungen.] 1903. M. 6.—; geb. M. 6.80.

Naturwissenschaftliche Wochenschrift: Die geistreichen Vorträge des trefflichen Gelehrten gehören zu dem Gediegensten, was die Literatur in diesem Genre besitzt. Sie stehen auf derselben Stufe, wie etwa Helmholtz' Vorträge.

MEYER, Ernst von, Aus Justus Liebigs Lehr- und Wanderjahren. Ein Gedenkblatt zu seinem 100. Geburtstage. [16 Seiten mit Jugendbildnis.] 1903. M. —.60.

PAULI, WOLFGANG, Beziehungen der Kolloidchemie zur Physiologie. Vorgetragen in der naturwissenschaftlichen Hauptsitzung der 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Stuttgart am 20. September 1906. [35 Seiten.] 1906. Kart. M. 1.—.

Der Verfasser beschränkt sich in seinem Vortrag darauf, jene allgemeinen Gesichtspunkte, die sich an Hand der neueren Beobachtungen gewinnen lassen, sowie Beziehungen, welche bisher weniger Würdigung gefunden haben, wiederzugeben und von der Anführung hypothetischer Erklärungen möglichst abzusehen. Die von ihm vorgetragenen, noch leicht zu ergänzenden Anwendungen der Kolloidchemie lassen erkennen, daß dieselbe wie kaum ein zweites Gebiet den Forscher in ständiger Berührung mit den verschiedenartigsten Problemen der Biologie erhält, offenbar weil sie nahe heranreicht an die Fundamente der Lebenserscheinungen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

8

HANDBUCH DER

ANGEWANDTEN PHYSIKALISCHEN CHEMIE

HERAUSGEGEBEN VON

PROF. DR. G. BREDIG

Band X

EXPLOSIVSTOFFE

AUF GRUND DES IN DER LITERATUR VERÖFFENTLICHTEN MATERIALS BEARBEITET

VON

DR. H. BRUNSWIG

NEUBABELSBERG

MIT 45 FIGUREN IM TEXT UND 56 TABELLEN



LEIPZIG 1909

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

HANDBUCH
DER
ANGEWANDTEN PHYSIKALISCHEN CHEMIE

IN EINZELDARSTELLUNGEN

UNTER MITWIRKUNG VON

Prof. Dr. R. ABEGG-BRESLAU, Prof. Dr. E. BAUR-BRAUNSCHWEIG, Dr. W. BÖTTGER-LEIPZIG, Prof. Dr. F. BOTTAZZI-NEAPEL, Prof. Dr. G. BRUNI-PADUA, Dr. H. BRUNSWIG-NEU-BABELSBERG, Prof. Dr. E. COHEN-UTRECHT, Prof. Dr. C. DOELTER-WIEN, Prof. Dr. F. DOLEZALEK-CHARLOTTENBURG, Dr. ALEX. FINDLAY-BIRMINGHAM, Prof. Dr. F. FOERSTER-DRESDEN, Prof. Dr. H. GOLDSCHMIDT-KRISTIANIA, Prof. Dr. F. HABER-KARLSRUHE, Dr. M. HERSCHKOWITSCH-JENA, Prof. Dr. L. HOLBORN-CHARLOTTENBURG, Regierungsrat A. v. IHERING-BERLIN, Dr. ST. JAHN-CHARLOTTENBURG, Dr. K. KNÜPFFER-SCHLÜSSELBURG, Dr. A. MÜLLER-FÜRSTENWALDE, Prof. Dr. J. P. KUENEN-LEIDEN, Dr. W. LENZ-BERLIN, Prof. Dr. C. UND Dr. FR. LINDE-MÜNCHEN, Prof. Dr. R. LORENZ-ZÜRICH, Prof. Dr. W. MEYERHOFFER†-BERLIN, Prof. Dr. V. ROTHMUND-PRAG, Prof. Dr. K. SCHAUM-LEIPZIG.

HERAUSGEGEBEN

VON

DR. GEORG BREDIG

A. O. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

BAND X:

EXPLOSIVSTOFFE

VON

Dr. H. BRUNSWIG

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1909

EXPLOSIVSTOFFE

AUF GRUND DES IN DER LITERATUR VERÖFFENTLICHTEN MATERIALS BEARBEITET

VON

DR. H. BRUNSWIG
NEUBABELSBERG

MIT 45 FIGUREN IM TEXT UND 56 TABELLEN



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1909

Druck von Emil Herrmann senior in Leipzig.

Vorwort.

Die Mitarbeit der physikalischen Chemie an den Problemen der Sprengtechnik dürfte aus mehr als einem Grunde wünschenswert sein.

Wie schon ein flüchtiger Blick in die bekannten Werke über Explosivstoffe von O. Guttmann, L. Gody, M. Eissler erkennen läßt, handelt es sich hier um ein Gebiet, auf welchem gegenseitige Durchdringung von Technik und Wissenschaft bei weitem nicht den Grad erreicht haben, wie es als nützlich für beide Teile zu bezeichnen wäre. Bei näherer Besichtigung erweist sich das reiche Beobachtungsmaterial, welches die Technik der Explosivstoffe in emsiger Arbeit und jahrzehntelanger Erfahrung angesammelt hat, als noch vielfach harrend einer auf wissenschaftliche Grundsätze gestützten Verknüpfung und gründlichen Durcharbeitung. Forscher und Techniker könnten bei gemeinsamer Begehung des Arbeitsfeldes gewiß manche bisher übersehene reife Frucht ernten.

Die Tage des rein empirischen Fortschreitens sind auch für die Sprengtechnik gezählt. Die Entwicklung unserer Kenntnis von den explosiven Vorgängen drängt immer stärker zum engen Anschluß an eine exakte Sprengstoffchemie, im wesentlichen also an eine physikalisch-chemische Wissenschaft und Lehre von chemischer Reaktionsgeschwindigkeit und chemischem Gleichgewicht bei sehr hohen Temperaturen und Drucken. Gerade die ausgiebige Anwendung physikalisch-chemischer Forschungsmittel ist es, was den klassischen Untersuchungen eines Berthelot, eines Abel, Gepräge und dauernden Wert verleiht. An vorbildlichen Arbeiten aus letzter Zeit könnte man auf die von van't Hoff, le Chatelier, Nernst verweisen.

Im Sinne vorstehender Darlegungen erschien es als lohnende Aufgabe, das in der Literatur der Explosivstoffe niedergelegte Tatsachenmaterial nach physikalisch-chemischen Gesichtspunkten geordnet, gleichsam als einen Überblick über den jetzigen Stand der Explosivstoffchemie und ihrer wichtigsten Ziele, zur eventuellen Benutzung bereitzustellen.

Zunächst für den Gebrauch des theoretischen Forschers, welcher den Wunsch hegen könnte, mit den Problemen der Sprengtechnik im einzelnen bekannt zu werden, vielleicht um sie einer mathematisch-physikalischen Behandlung zu unterziehen, wie sie oben als erwünscht gekennzeichnet wurde.

Aber auch dem Sprengstofftechniker, der sich in seinem Fache wissenschaftlich betätigt, ohne gerade über weitgehende mathematische Kenntnisse zu verfügen, war der Vorteil zugedacht, zu förderlicher Arbeit angeregt zu werden, indem eine derartige Zusammenstellung ihn hinweisen könnte auf die Vorzüge des physikalisch-chemischen Standpunktes für die weitere Entwicklung unseres Wissens von den explosiven Vorgängen. Eben um dieser Absicht willen ist auf den nachfolgenden Blättern von mathematisch-theoretischen Auseinandersetzungen, so sehr sie vielleicht zu einer schärferen Fassung der Begriffe beigetragen und die Übersicht zuweilen erleichtert hätten, völlig abgesehen worden.

Als ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist die ge
Orts erfolgte Aufzählung der einschlägigen Originalliteratur zu erachten,
lich soweit sie Punkte berührt, die für die Sprengtechnik von Bedeutung
könnten, beispielsweise die katalytischen Reaktionsbeschleunigungen. Wi
schon auf dem Titel des Buches betont ist, wurden nur solche Erfa
tatsachen aufgenommen, die in der jedermann zugänglichen Fachliter
finden sind. Anderes, etwa durch persönliche Beziehungen zur Spreng
mir bekannt gewordenes Material, blieb unerwähnt. Man wird es der ge
gewerblichen Diskretion zugute halten, wenn da, wo Widersprüche z
Literatur und eigner Kenntnis vorlagen, kritische Bemerkungen vorsich
überhaupt unterblieben.

Neubabelsberg, im Januar 1909.

Dr. H. Bruns

Inhaltsübersicht.

Erster Teil.

Verhalten explosibler Systeme im allgemeinen.

I. Bedingungen, an die explosive Vorgänge geknüpft sind.

II. Geschwindigkeit explosiver Vorgänge.

3. Explosionswelle.

III. Explosionsdruck.

1. Geschwindigkeit der Drucksteigerung.

2. Maximum des Explosionsdruckes.

IV. Explosionstemperatur.

V. Explosionsgase.

1. Einfluß des Explosionsdruckes.

...Teil.

...Explosivstoffe im besonderen.

...ungen der Explosivstoffe.

II. Zündmittel.

III. Treibmittel.

IV. Sprengmittel.

6. Gelatinedynamit.

7. Sprengpulver.

8. Chloratpulver.

9. Sicherheitssprengstoffe.

a) Ammonite.

b) Karbonite.

c) Wetterdynamite.

10. Einiges über Behandlung, Ausnutzung und Vernichtung von Explosivstoffen.

Erster Teil.

Verhalten explosibler Systeme im allgemeinen.[1]

I. Bedingungen, an die explosive Vorgänge geknüpft sind.

1. Unter den mannigfaltigen Erscheinungen, welche den explosiven Vorgang zu begleiten pflegen, wie Knall, Flamme, Erschütterung der Umgebung, ist die wichtigste eine plötzliche Drucksteigerung am Orte der Explosion.

Gefrierendes Wasser, hochgespannte Dämpfe, komprimierte Gase können zwar auch explosionsähnliche Erscheinungen hervorrufen, wenn sie sich plötzlich ausdehnen, doch findet in solchen Fällen keine in Betracht kommende Drucksteigerung, sondern eher ein Abfall von der ursprünglichen Druckhöhe im Augenblick der Umwandlung statt.

2. Explosionsvorgänge, wie solche von explosiblen Gasmischungen oder technisch nutzbaren Sprengstoffen herbeigeführt werden, sind stets verknüpft mit einer chemischen Umsetzung, die, infolge entwickelter Wärme und anderer Ursachen beschleunigt, mit größerer oder geringerer Geschwindigkeit fortschreitet. Chemische Reaktionen, die nicht eine Drucksteigerung veranlassen, weil dabei keine Explosionsprodukte von gasförmiger Beschaffenheit frei werden, bieten nicht das Bild eines explosiven Vorganges. Daher gehören die Thermite, bekanntlich innige Mischungen aus Metalloxyden oder anderen Sauerstoffträgern mit feinverteiltem Aluminium, die bei Entzündung sich lebhaft umsetzen, aber nur feste oder flüssige Reaktionsprodukte liefern, nicht zu den Explosivstoffen.

3. Nicht nur vom technischen, sondern auch vom theoretischen Standpunkte bestehen Zweifel bezüglich des Begriffs Explosivstoff sowie der Bedingungen, die erfüllt sein müssen, um irgend eine Substanz als Explosivstoff zu kennzeichnen. Manche Erscheinungen sprechen dafür, die Explosivstoffe ganz allgemein als instabile Systeme zu betrachten, die in freiwilliger Umwandlung mit fast unendlich geringer Geschwindigkeit begriffen sind.[2] Diese Auffassung stützt sich im wesentlichen auf Beobachtungen an Gasmischungen und anderen homogenen Systemen, wo es tatsächlich keines merklichen Energieaufwandes, vielmehr nur des Hinzutritts eines beschleunigenden, anscheinend unbeteiligten Agens bedarf, um eine

[1] Literatur: M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883. E. SARRAU, Théorie des explosifs, 1895. E. COHEN, Studien zur chemischen Dynamik, 1896. J. VAN'T HOFF, Vorlesungen über theor. u. phys. Chemie, 1898 1900. P. DUHEM, Thermodynamique et Chimie, 1902. J. W. MELLOR, Chemical Statics and Dynamics, 1904. R. PICTET, Zur mechanischen Theorie der Explosivstoffe, 1902. J. P. WISSER, The phenomena and theories of explosion. Ohne Jahreszahl. V. JÜPTNER, Explosivstoffe und Verbrennungsmotoren, 1906. W. NERNST, Theoretische Chemie, 1907. — [2] Vergl. z. B. W. NERNST, Theoretische Chemie, 1907, 672.

explosionsartige Umwandlung herbeizuführen. Sobald aber diese Vorstellung an heterogenen Systemen nachgeprüft wird unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Berührungsflächen der aufeinander wirkenden Bestandteile, also die reagierenden Grenzflächen, bei solchen Systemen sehr klein sind, unter Umständen völlig fehlen, dann stößt die genannte Ableitung des Begriffs Explosivstoff auf Schwierigkeiten. Man könnte sich freilich theoretisch helfen durch die Hypothese einer gegenseitigen Einwirkung der Stoffe in Dampfform, selbst im Falle so schwer flüchtiger Sprengstoffkomponenten wie Kaliumnitrat oder Zellulose; aber auch dann bliebe noch zu erwägen, daß die für gewöhnliche Temperatur vorausgesetzten äußerst langsam vor sich gehenden Umwandlungen erfahrungsmäßig, so weit eben solche bekannt sind, vielfach eine ganz andere Richtung einschlagen als die erst bei höherer Temperatur einsetzende Reaktion explosiven Charakters, auf die es hier gerade ankommt (Ziffer 23 und 25).

Man hat die Explosivstoffe auch als Substanzen bezeichnet, deren Atomgruppen sich im labilen Gleichgewichte befinden, vergleichbar mit einem auf der Spitze stehenden Kegel,[1] oder hat atomistische Spannungszustände[2] angenommen, die, wie plötzlich entspannte Federn, in kurzer Zeit Arbeit verrichten können. Solchen Erklärungsversuchen passen sich nur homogene Systeme an; auf die technisch wichtigsten Explosivstofftypen aber, denen fast durchweg heterogene Mischungen von zum Teil sehr stabilen Substanzen zugrunde liegen, sind derartige Vorstellungen nicht ohne Zwang übertragbar.

4. Aussichtsvoller als eine Feststellung des Begriffs Explosivstoff erscheint es, diejenigen Bedingungen ausfindig zu machen, welche zum Zustandekommen eines Explosionsvorgangs notwendig sind. Auch diese erweisen sich in der Praxis freilich als überaus wechselnde; es müssen aber doch in jedem Falle, der zu einer Explosion geführt hat, mindestens folgende drei Hauptbedingungen erfüllt gewesen sein:

a) Der fragliche Vorgang entwickelte Wärme; die zugrunde liegende Reaktion war also exotherm.

b) Die Umwandlung war auslösbar; das betreffende explosionsfähige System besaß also einen ausreichenden Grad von Sensibilität.

c) Die Auslösung fand in der Richtung, die zu einer Explosion zu führen vermag, tatsächlich statt, was durch einen geeigneten Initialimpuls ermöglicht wurde.

Mit diesen drei Bedingungen ist der explosive Vorgang notwendigerweise verknüpft, und zwar, je nach den Eigenschaften des betreffenden explosiblen Systems, in ungleichem Grade. Manche Substanzen, die bei ihrem explosiven Zerfall viel Wärme entwickeln, sind auch durch hohe Sensibilität ausgezeichnet und werden deswegen in erster Linie angeführt, wenn man von explosiblen Stoffen spricht (Fulminate, Halogenverbindungen des Stickstoffs, organische Salpetersäureester). Eine zweite Körperklasse umfaßt chemische Individuen oder Gemische, die ebenfalls stark exothermer Umsetzung fähig aber wenig sensibel sind und aus diesem Grunde besonders kräftiger Initialimpulse bedürfen, um explosiv zu zerfallen. Solche Substanzen hat man erklärlicherweise lange Zeit für nicht explosibel gehalten (Ammonnitrat, Pikrinsäure, Kaliumchlorat). Schließlich könnte man in diesem Zusammenhange auf die Tatsache verweisen, daß explosionsfähige Systeme, welche zu verschiedenartigen Umwandlungen fähig sind, häufig die explosiv verlaufende Richtung bevorzugen, so daß gerade diese Erscheinung die irrtümliche Auffassung begünstigen konnte, die Richtung des chemischen Umsatzes falle allgemein mit derjenigen zusammen, in welcher die Reaktion am meisten Wärme entwickelt.[3]

[1] H. OST, Lehrbuch der chemischen Technologie, 1907, Abschnitt Explosivstoffe. — [2] A. v. BAEYER, Ber. Chem. Ges. 18, 2278, 1885. — [3] M. BERTHELOT, Essai de mécanique chimique, 1878.

a) Exotherme Reaktion.

5. Die Tatsache, daß ein Gemenge von poröser Kohle mit flüssigem Sauerstoff explosibel ist,[1] flüssige Kohlensäure aber nicht, obgleich beide Systeme bei ihrem Übergang in gasförmige Kohlensäure denselben Endzustand mit einer nahezu gleichen Volumvergrößerung annehmen, erklärt sich wesentlich aus dem Umstande, daß die einmal eingeleitete Reaktion im ersteren Falle infolge der gewaltigen Wärmeentwicklung sich selber beschleunigt und rasch fortpflanzt, im zweiten hingegen sich selber durch Wärmebindung alsbald fast zum völligen Stillstande bringt. Dieser besondere Fall darf dahin verallgemeinert werden, daß ein System, welches zu seiner Umwandlung der ständigen Zufuhr äußerer Energie bedarf, keinen explosiven Charakter besitzt. Wird aber ein solches System in der Richtung abgeändert, daß eine positive Wärmetönung möglich ist, etwa durch Ersatz einer Komponente durch eine andere, dann ist die Hauptbedingung der Explosionsfähigkeit wieder erfüllt. Man kann dies an dem Verhalten der Oxalate von Zink, Blei, Kupfer, Quecksilber und Silber näher verfolgen.[2] Die Reaktion

$$M_2 C_2 O_4 = 2 CO_2 + M_2,$$

worin M_2 die Stelle eines beliebigen Metalls vertritt, nimmt nur dann explosiven Verlauf, wenn sie (auf normale Temperatur bezogen) exotherm ist:

Tab. 1. Beziehung zwischen Wärmetönung und Explosionsfähigkeit.

Reaktion	Wärmetönung (in Kalorien)*	
$ZnC_2O_4 = Zn$ (fest) $+ 2 CO_2$	$- 49{,}1$	nicht explosibel
$PbC_2O_4 = Pb$ (fest) $+ 2 CO_2$	$- 16{,}7$	nicht explosibel
$CuC_2O_4 = Cu$ (fest) $+ 2 CO_2$	$+ 5{,}9$	Explosionsfähigkeit zweifelhaft
$HgC_2O_4 = Hg$ (flüssig) $+ 2 CO_2$	$+ 17{,}3$	explosibel
$Ag_2C_2O_4 = Ag_2$ (fest) $+ 2 CO_2$	$+ 29{,}5$	explosibel

* Bezogen auf 1 kg Wasser von 15° C.

6. Auf den nahen Zusammenhang der Explosionsvorgänge mit thermochemischen Verhältnissen hat besonders M. BERTHELOT hingewiesen. In seinem grundlegenden Werke »Sur la force des matières explosives d'après la thermochimie, Paris 1883«[3] finden sich nicht nur die üblichen Methoden und Apparate zur Bestimmung der bei Explosionsvorgängen frei werdenden Wärmemengen ausführlich behandelt, sondern es wird auch im einzelnen dargelegt, wie man auf dem Wege der Rechnung nach thermochemischen Grundsätzen die Wärmetönung einer explosiven Reaktion zuverlässig ermitteln könne. Diese Rechnung stützt sich auf das Gesetz der konstanten Wärmesummen von H. HESS und ist überall dort anwendbar, wo man die Produkte der Umsetzung nach Menge und Beschaffenheit genau kennt.

Bekanntlich ist die bei einer Änderung des chemischen Zustandes eines Systems frei gewordene Wärme gleich dem Überschuß der Bildungswärme des Endzustandes über die Bildungswärme des Anfangszustandes. Bezeichnet man daher mit Q_1, Q_2 die durch die Bildung der Körper aus ihren Elementen frei gemachten Wärmen des Anfang- und des Endzustandes, so gilt die Beziehung

$$Q = Q_2 - Q_1 .$$

Nitroglyzerin beispielsweise wandelt sich, wenn es explodiert, nach der Reaktionsgleichung um:

$$4 [C_3 H_5 (ONO_2)_3] = 12 CO_2 + 10 H_2O \text{ (Dampf)} + 6 N_2 + O_2 .$$

[1] Der Sprengstoff »Oxyliquit« ist ein solches Gemenge. — [2] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, II, 125. — [3] Englische Übertragung von C. N. HAKE und W. MACNAB, Explosives and their Power, 1892. Vergl. auch M. BERTHELOT, Traité pratique de calorimétrie chimique, 1905.

Setzt man für das Nitroglyzerin sowie seine Explosionsprodukte die bezüglichen Bildungswärmen — sie sind für eine große Zahl explosionsfähiger Substanzen bekannt[1] — in die thermochemische Gleichung ein, dann ergibt sich

$$Q = 428{,}5 - 98{,}9 = 329{,}6\,.$$

Diese Zahlen beziehen sich auf konstanten Druck. Wenn die Explosion unter konstantem Volumen vor sich geht, wie dies in der Explosionsbombe der Fall ist, dann fällt die entwickelte Wärme etwas größer aus und zwar um das Wärmeäquivalent der geleisteten äußeren Arbeit, die bei konstantem Druck, etwa an freier Luft darin besteht, daß die Gasmassen sich ausdehnen und die umgebende Atmosphäre verdrängen. Die genannten beiden Größen — die Wärmeentwicklung bei konstantem Volumen Q_{tv} und die Wärmeentwicklung bei konstantem Druck Q_{tp} — sind ganz allgemein für alle gasförmigen Systeme durch folgende Beziehung miteinander verknüpft:[2]

$$Q_{tv} = Q_{tp} + 0{,}54\,(n_1 - n) + 0{,}002\,(n_1 - n)\,t.$$

n und n_1 bezeichnen die Anzahl g-Moleküle Gas in der Reaktionsgleichung vor und nach der Reaktion; t ist die von 0^0 Celsius ab gezählte Temperatur der umgebenden Luft. Um die Explosionswärme des Nitroglyzerins für konstantes Volumen, wie solches z. B. durch die Explosionsbombe gegeben ist, zu erhalten, berücksichtigt man, daß das Volumen des Explosivstoffs selbst im Verhältnis zu dem seiner Explosionsprodukte für den vorliegenden Zweck vernachlässigt werden kann. In vorstehender Gleichung ist n alsdann gleich 0 und $n_1 = \frac{29}{4} = 7{,}25$. Bezieht man ferner den Explosionsvorgang auf Zimmertemperatur, dann ist $t = 15^0$ C und

$$Q_{tv} = Q_{tp} + 0{,}54 \cdot 7{,}25 + 0{,}002 \cdot 7{,}25 \cdot 15 = 329{,}6 + 4{,}1 = 333{,}7$$

Diese Wärmemenge wird von 227 g (1 Mol.) Nitroglyzerin freigemacht, von 1 kg demnach 1470 Kalorien. Die im Explosionskalorimeter gefundene Wärmemenge ist um etwa 100 Kal. höher, indem das bei der Explosion gebildete Wasser sich verflüssigt und daher also auch noch dessen Kondensationswärme mitgemessen wird. Rechnung und tatsächlicher Befund stimmen aber in ihren Endergebnissen aufs beste überein.

Die angegebene Art der Berechnung von Explosionswärmen läßt sich in gleicher Weise sowohl für Explosivstoffe mit positiver Bildungswärme (exotherme Verbindungen) wie für solche mit negativer Bildungswärme (endotherme Verbindungen) durchführen. Im letzteren Falle ist Q_1, die Bildungswärme des Anfangszustandes, negativ zu nehmen und die Energiegleichung lautet alsdann:

$$Q = Q_2 + Q_1\,.$$

Die rechte Seite der Gleichung besteht nunmehr nur aus positiven Größen; die linke muß also einen entsprechenden Zuwachs erfahren, und es werden demgemäß endotherme Explosivstoffe im allgemeinen durch eine stark exotherme Umsetzung ausgezeichnet sein. In der Tat sind die Wärmetönungen bei der explosiven Zersetzung einer Reihe von endothermen Substanzen (Azetylen, Cyan, Schwefelstickstoff) ungewöhnlich hoch. Für die hier in Frage kommende **exotherme Umsetzung**, als einer Hauptbedingung explosiver Vorgänge, ist es aber an sich gleichgültig, ob ein endothermes oder exothermes Gebilde vorliegt; keinesfalls darf negative Bildungswärme als ein Merkmal der Explosionsfähigkeit angesehen werden. Vom thermochemischen Standpunkte ist das durchaus selbstverständlich; denn die Bildungswärme (negativ genommen) gibt nur die Wärmetönung beim Zerfall in die Elemente, bei der Explosion entstehen aber meist andere Zerfallsprodukte. Um in dieser Hinsicht etwa noch vorhandene Zweifel

---

[1] M. BERTHELOT, Thermochimie, 1897; J. THOMSEN, Thermochemische Untersuchungen, 1882—86; W. OSTWALD, Thermochemie, 1893; H. LANDOLT, R. BÖRNSTEIN u. W. MEYERHOFFER, Physikalisch-chemische Tabellen, 1905; Annuaire du Bureau des Longitudes, 1904. [2] M. BERTHELOT, Essai de mécanique chimique, 1878, I, 115.

zu beseitigen, ist in nachfolgender Übersicht eine Reihe der bekanntesten Explosivstoffe mit den zugehörigen, auf 1 kg Substanz bezogenen Bildungswärmen zusammengestellt. Wie daraus ersichtlich, finden sich unter allgemein als leicht zerfallend bekannten chemischen Individuen nicht nur solche mit negativer Bildungswärme, wie Knallquecksilber, Diazobenzolnitrat, sondern auch eine noch größere Anzahl mit positiver Bildungswärme, wie Nitroglyzerin, Nitrozellulose, Nitromannit.

Tab. 2. Bildungswärme für einige Explosivstoffe.

Lfde. Nr.	Explosivstoff	Bildungswärme, bezogen auf 1 kg Kal.*	Literatur
1	Azetylen, gasf. . . .	— 1977	MIXTER, Sillimans Amer. Journ. [4] **12**, 347; 1901.
2	Stickstoffwasserstoff, fest	— 1565	BERTHELOT u. MATIGNON, Ann. chim. phys. [6] **27**, 289; 1892.
3	Cyan, flüssig	— 1317	BERTHELOT, Ann. chim. phys. [6] **18**, 127; 1889.
4	Antimonwasserstoff. gasf.	— 694	BERTHELOT u. PETIT, Ann. chim. phys. [6] **18**, 77; 1889.
5	Schwefelstickstoff, fest .	— 693	BERTHELOT u. VIEILLE, Ann. chim. phys. [5] **27**, 204; 1882.
6	Ammoniumazid, fest. .	— 317	BERTHELOT, Thermochimie 1897, II, 72.
7	Diazobenzolnitrat, fest .	— 284	BERTHELOT u. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. I, 103; 1882.
8	Knallquecksilber, fest .	— 221	BERTHELOT u. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp, II, 6; 1884.
9	Trinitrobenzol 1.2.4. fest	— 43	BERTHELOT u. MATIGNON, Ann. chim. phys. [6] **27**, 289; 1892.
10	Trinitrobenzol 1.3.5. fest	+ 26	BERTHELOT u. MATIGNON, Compt. rend. **113**, 246; 1891.
11	m-Dinitrobenzol, fest .	+ 40	
12	Trinitrotoluol, fest . .	+ 115	
13	Phosphorwasserstoff, gasf.	+ 144	OGIER, Ann. chim. phys. [5] **20**, 14; 1880.
14	Pikrinsäure, fest . . .	+ 204	SARRAU u. VIEILLE, Compt. rend. **93**, 213, 269; 1881.
15	Nitromannit, fest . . .	+ 357	
16	Nitroglyzerin, flüssig .	+ 415	BERTHELOT, Annuaire du bureau des longitudes 1904, 723.
17	Nitroäthan, flüssig . .	+ 424	BERTHELOT u. MATIGNON, Ann. chim. phys. [6] **30**, 565; 1893.
18	Kaliumpikrat, fest . .	+ 440	SARRAU u. VIEILLE, Compt. rend. **93**, 213, 269; 1881.
19	Nitromethan, flüssig . .	+ 472	BERTHELOT u. MATIGNON, Ann. chim. phys. [6] **30**, 565; 1893.
20	Methylnitrat, flüssig . .	+ 518	BERTHELOT, Annuaire du bureau des longitudes 1904, 723.
21	Äthylnitrat, flüssig . .	+ 533	
22	Nitrozellulose, fest . .	+ 559	SARRAU u. VIEILLE, Compt. rend. **93**, 213, 269; 1881.
23	Kaliumchlorat, fest . .	+ 766	BERTHELOT, Annuaire du bureau des longitudes 1904, 709.

* Kal. ist die Kilogrammkalorie.

7. Bei zahlreichen explosiven Umsetzungen ist ein verschiedener Reaktionsverlauf möglich, und wenn dann im Einzelfall die Zusammensetzung der Explosionsprodukte nicht bekannt ist, läßt sich auch die erörterte Berechnung der Explosionswärme nicht ausführen. Als Beispiel dafür, welch große Unterschiede in den entwickelten Wärmemengen durch den verschiedenen Verlauf der chemischen Umsetzung tatsächlich beobachtet worden sind, möge hier die Schießwolle genannt werden, ein Sprengstoff, welcher sich durch beträchtlichen Mangel an Sauerstoff in bezug auf vollkommene Verbrennung auszeichnet. Rechnungsmäßig läßt sich der Explosionsverlauf daher unter verschiedenen Voraussetzungen durchführen, derart, daß die Explosionsgase Kohlensäure, Kohlenoxyd, Wasserstoff, Methan und Wasserdampf in wechselnden Verhältnissen auftreten. A. NOBLE[1] hat für die Explosionswärme von Schießwolle des Stickstoffgehalts 13,2 %, entsprechend der Formel $C_{24}H_{29}(NO_2)_{11}O_{20}$, gefunden:

[1] A. NOBLE, Phil. Trans. **205**, 201, 1905.

Tab. 3. Abhängigkeit der Explosionswärme vom Reaktionsverlauf.

Gewicht der Schießwolle, auf 1 l Laderaum bezogen, in g	Zersetzungsgleichung für Schießwolle $= 4\,[C_{24}H_{29}(NO_2)_{11}O_{20}]$	Kal.
50	$30\,CO_2 + 71\,CO + 41\,H_2 + CH_4 + 35\,H_2O + 22\,N_2$	820
150	$35\,CO_2 + 67\,CO + 39\,H_2 + 3\,CH_4 + 34\,H_2O + 22\,N_2$	825
300	$47\,CO_2 + 57\,CO + 29\,H_2 + 13\,CH_4 + 32\,H_2O + 22\,N_2$	900
500	$63\,CO_2 + 42\,CO + 16\,H_2 + 20\,CH_4 + 37\,H_2O + 22\,N_2$	1010

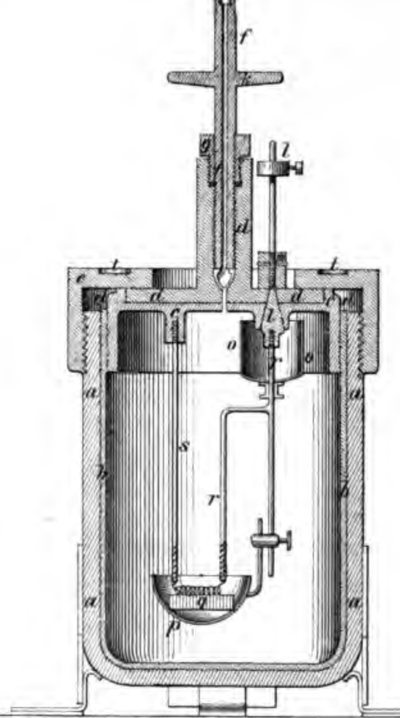


Fig. 1. Kalorimeterbombe.

8. Einfacher als die Berechnung der Explosionswärme gestaltet sich fast allgemein ihre direkte Ermittelung mit Hilfe des Explosionskalorimeters unter Zugrundelegung eines bestimmten Verhältnisses von Gewicht des Explosivstoffes zu dem Innenraum des Explosionsgefäßes. Die explosive Umwandlung wird in einer mit elektrischer Zündvorrichtung versehenen Explosionsbombe (Fig. 1) vorgenommen.[1] Letztere befindet sich in einem Wasserkalorimetergefäß, dessen Temperatur mit Hilfe von Rührwerk und sehr empfindlichem Thermometer auf konstanter Höhe gehalten wird. Man beobachtet die durch den Explosionsvorgang verursachte Temperatursteigerung. Diese, mit dem Wasserwert des erwärmten Apparates multipliziert, ergibt die bei der Explosion frei gewordene Wärmemenge.

9. Der durch die Explosionswärme ausgedrückte Energieinhalt eines explosiblen Systems ist zugleich ein Maß für dessen maximale Arbeitsfähigkeit. Welch beträchtliche Verschiedenheiten hinsichtlich ihres Energieinhalts unter den

Tab. 4. Energieinhalt wichtiger Explosivstoffe.

Lfde. Nr.	Bezeichnung	Explosionswärme Kal.*	Arbeit mkg	Wertverhältnis**
1	Sprenggelatine (7% Kollodiumwolle)	1640	700000	100
2	Nitroglyzerin	1580	670000	96
3	Nitromannit	1520	645000	92
4	Dynamit (75% Nitroglyzerin)	1290	550000	79
5	Nitroglyzerinpulver (40% Nitroglyzerin)	1290	550000	79
6	Schießwolle (13% Stickstoff)	1100	465000	66
7	Schießwollpulver	900	380000	54
8	Kollodiumwolle (12% Stickstoff)	730	310000	44
9	Ammonsalpetersprengstoff (Ammonsalp. m. 10% Nitronaphtal.)	930	385000	58
10	Pikrinsäure	810	345000	49
11	Schwarzpulver	685	290000	41
12	Ammonsalpeter	630	265000	38
13	Knallquecksilber	410	175000	25

* Bezogen auf 1 kg Explosivstoff, konstantes Volum und flüssiges Wasser. — ** Sprenggelatine gleich 100 gesetzt.

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, I, 221. E. SARRAU u. P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. II, 133, 1885. W. MACNAB und E. RISTORI, Mittlg. Gegenst. Art. u. Geniew. **26**, 93, 1895; **35**, 1131, 1904.

technisch wichtigen Explosivstoffen auftreten, erkennt man aus der Übersicht auf Tabelle 4.

Zu den energiereichsten Sprengstoffen zählen das Nitroglyzerin (Sprenggelatine, Dynamit, Nitroglyzerinpulver) und der Nitromannit. In zweiter Linie folgen Schießwolle (Schießwollpulver), Pikrinsäure, sowie einige Ammonsalpetersprengstoffe. Den Beschluß machen Schwarzpulver, Ammonsalpeter selbst und — was im ersten Augenblicke befremdend erscheint — Knallquecksilber. Das Knallquecksilber dient in der Tat nicht als Sprengmittel, sondern ist ein Zündmittel, allerdings eins der kräftigsten. In der Praxis stellt sich überhaupt das Wertverhältnis vielfach anders dar, als aus dem Energieinhalte der Explosivstoffe geschlossen werden könnte. Ein tieferes Eindringen in den Gegenstand lehrt, daß diese Explosionswärme nur bei einander nahestehenden Explosivstoffen als Maß für deren relative Wirksamkeit betrachtet werden darf, und zwar deswegen, weil alsdann auch die technische Ausnutzung annähernd die gleiche ist.

Zu einem überraschenden Ergebnis kommt man beim Vergleich des Energieinhaltes bei der Explosion sprengkräftiger Substanzen mit unseren gewöhnlichen Heizstoffen hinsichtlich ihres in Kalorien ausgedrückten Energieinhaltes bei der Verbrennung. 1 kg Petroleum liefert bei seiner Verbrennung zu Kohlensäure und Wasser etwa 12000 Kalorien, Steinkohle bis zu 8000 und trockenes Holz immer noch 3500—4000 Kalorien. Dynamit (mit 25 % Kieselguhr) bei der Explosion hingegen nur 1300 Kalorien. Der Energieinhalt der Explosivstoffe wird meist für ungewöhnlich groß gehalten, während doch einzig und allein die Möglichkeit, ihn innerhalb eines sehr kurzen Zeitraumes wirken zu lassen, den Sprengstoffen ihren besonderen technischen Wert verleiht. In Wahrheit sind die Explosivstoffe eine wenig ergiebige, recht kostspielige Energiequelle.

b) Sensibilität.

10. Einem System, dem Explosionsfähigkeit erfahrungsmäßig innewohnt, kommt auch die Eigenschaft der Sensibilität zu. Verschieden ist nur der Grad von Sensibilität, welchen die einzelnen Explosivstoffe und explosiblen Mischungen aufweisen. Ein explosibles System bezeichnet man im technischen Sinne als um so sensibler, je weniger Energie — zunächst ohne Rücksicht auf die Form derselben — aufgewendet werden muß, um die explosive Reaktion auszulösen.

11. Theoretisch müßte sich ein Explosionsvorgang auch ohne Aufwand an Energie einleiten lassen, sofern man von der Vorstellung (Ziffer 3) ausgeht, daß alle explosiblen Systeme bereits in langsamer Auslösung begriffen sind und es lediglich einer hinreichenden Beschleunigung des Vorganges durch geeignete Hilfsmittel bedarf, um die Umwandlung so zu steigern, daß sie explosives Gepräge gewinnt. Wie indessen schon hervorgehoben wurde (Ziffer 3), vollziehen sich die technisch wichtigen Auslösungsvorgänge meist an heterogenen Gebilden, und zwar findet der Vorgang zunächst nur an den Berührungsflächen der einzelnen Bestandteile (z. B. zwischen Kaliumperchlorat und Stärkemehl) statt. Die Geschwindigkeit des Vorganges ist ganz allgemein abhängig von der Größe der gemeinsamen Grenzflächen und sinkt auf Null, wenn diese fehlen. Sensibilität solcher heterogenen Mischungen aus stabilen Bestandteilen wird erst dann nachweisbar, wenn durch vorbereitende Arbeit für genügende Grenzflächen, etwa durch Verflüssigung des Schwefels bei Schwarzpulver, gesorgt wird.

Es könnte hiernach der Gedanke naheliegen, ein möglichst hoher Grad von Sensibilität sei erwünscht, um den Zeit und Kraft verbrauchenden Widerstand, welcher sich der explosiblen Auslösung entgegensetzt, mit einem Minimum von Energie zu überwinden. Indessen ziehen praktische Rücksichten der zulässigen Sensibilität von Explosivstoffen eine Grenze sowohl nach der Seite der leichten Auslösbarkeit wie nach der anderen hoher Unempfindlichkeit. Allzu sensible Substanzen (Diazoverbindungen, Halogenverbindungen des Stickstoffs etc.) er-

schweren die Handhabung; die Gefahr einer unbeabsichtigten Explosion ist bei derartigen Substanzen so groß, daß sie aus diesem Grunde, ungeachtet ihrer zum Teil kräftigen Wirkung, keine praktische Anwendung gefunden haben. Aber auch ein zu geringer Grad von Sensibilität, den beispielsweise feucht gewordene Explosivstoffe annehmen können, erweist sich als nachteilig für die Auswertung der Sprengstoffenergie, da alsdann auch die stärksten zur Verfügung stehenden Initialimpulse die gewünschte Umsetzung nicht auszulösen vermögen.

12. Die große Verschiedenheit, welche unter den explosionsfähigen Substanzen in bezug auf Sensibilität beobachtet wird, führt man teils auf chemische, teils auf physikalische Ursachen zurück.

13. Gewisse Atomkomplexe sind vorzugsweise befähigt zu explosivem Zerfall, und es ist die Annahme gemacht worden, daß man es mit einem spezifischen, lockeren Bau des Moleküls zu tun habe in Fällen, wo schon ein geringer Impuls zur Auslösung der explosiven Reaktion hinreicht. Beim Studium der Azetylenverbindungen drängte sich A. v. BAEYER[1] der Gedanke auf, die leichte Explosionsfähigkeit des Azetylens und namentlich der Polyazetylenverbindungen könnte auf einer beträchtlichen inneren Spannung der Kohlenstoffaffinitäten beruhen. Indem die Richtungen der Anziehung bei mehrfacher Kohlenstoffbindung eine Ablenkung erfahren, wachse mit der Größe der letzteren auch die Spannung. Daß überhaupt so viele explosive unter den Verbindungen des Kohlenstoffs vorkommen, erklärte J. H. VAN'T HOFF[2] mit der chemischen Trägheit der Kohlenstoffbindung, welche die Existenz von Molekülen ermöglicht, deren Anordnung keineswegs dem jeweiligen Gleichgewichtszustande entspricht. Ein geringer mechanischer Anstoß reiche oft hin, um die vorhandene Spannung auszulösen und den Übergang in eine stabilere Anordnung und Verknüpfung der Atome herbeizuführen. Diese Anschauung, wonach als Veranlassung der Sensibilität die gezwungene Lage von bestimmten Bindungen des Kohlenstoffs anzusehen sei, hat man auch auf andere Elemente übertragen, und zwar sind nach J. H. VAN'T HOFF[3] folgende Atombindungen durch mehr oder weniger leichte Lösbarkeit vorzugsweise ausgezeichnet:

O — O im Ozon, in den Superoxyden etc., z. B. $C_2H_3O \cdot O — O \cdot C_2H_3O$ Azetylsuperoxyd;

O — Cl in den Chloraten, Perchloraten etc., z. B. $CH_3 \cdot O — Cl$ Unterchlorigsäuremethylester;

N — Cl im Chlorstickstoff NCl_3 als Repräsentant der Halogenstickstoffverbindungen;

N = O in den anorganischen und organischen Nitraten, in den Nitrokörpern etc., z. B. $C_2H_5 \cdot O \cdot N = O$ Salpetrigsäureäthylester;

N = N in den Diazoverbindungen, in der Stickstoffwasserstoffsäure etc., z. B. $C_6H_5 \cdot N = N \cdot O \cdot NO_2$ Diazobenzolnitrat;

N ≡ C in den Fulminaten, im Cyan C_2N_2 etc.;

C ≡ C im Azetylen C_2H_2, in den Polyazetylenen.

Wenn dem in gezwungener Lage befindlichen Sauerstoffatom Kohlenstoff oder Wasserstoff angeboten wird, wie dies für die organischen Nitrate zutrifft, dann erfolgt die Loslösung unter besonders hoher Wärmeentwicklung. Die hierbei auftretenden Oxydationsprodukte Kohlensäure und Wasser stehen ja in erster Linie hinsichtlich der Höhe der Wärmeentbindung. Hiermit dürfte zusammenhängen, daß die Sensibilität der organischen Nitrate sowie Nitrokörper regelmäßig wächst mit zunehmender Anzahl von Nitrogruppen. Die Explosionsempfindlichkeit der »nitrierten« Glyzerine ist am größten bei Trinitroglyzerin, geringer bei Dinitroglyzerin und scheint unmerkbar gering bei Mononitroglyzerin

[1] A. v. BAEYER, Ber. Chem. Ges. **18**, 2276, 1885. — [2] J. H. VAN'T HOFF, Ansichten über die organische Chemie 1881, I, 34; II, 240. — [3] J. H. VAN'T HOFF, Vorlesungen über theoretische und physikalische Chemie 1900, III, 95.

zu sein.[1] Nitrozellulose explodiert infolge Schlag oder Erwärmung unter sonst gleichen Bedingungen um so leichter, je höheren Stickstoffgehalt sie besitzt.[2] Mononitrophenol detoniert nicht mit Sprengkapseln von 2 g Füllung; für Dinitrophenol genügen aber solche von 1 g Füllung, und Trinitrophenol bedarf nur einer mit 0,3 g Knallsatz gefüllten Sprengkapsel zur vollständigen Detonation.[3] Auch M. BERTHELOT kommt, offenbar auf Grund derartiger Beziehungen, zu dem Ergebnis, daß die Sensibilität explosiver Substanzen unter sonst gleichen Verhältnissen um so größer sei, je mehr Wärme durch den Explosionsvorgang frei wird.[4]

14. Im Einklange hiermit befindet sich die Erfahrung, wonach zahlreiche endotherme Verbindungen, die ja im allgemeinen größere Wärme entwickeln als exotherme, auch als besonders sensibel bekannt sind. Die Verbindungen des Stickstoffs mit den Halogenen Chlorstickstoff, Bromstickstoff und Jodstickstoff gehören zu den sensibelsten Substanzen, welche man kennt. Nach M. BERTHELOT[5] wird ihre Neigung zum Zerfall in dem Maße ausgesprochener, als das Atomgewicht des Halogens größer wird und zugleich ihr endothermer Charakter zunimmt. Die Merkuriverbindung der Stickstoffwasserstoffsäure N_6Hg übertrifft an Empfindlichkeit gegen Stoß und Reibung sehr erheblich das an sich schon sensible Knallquecksilber $Hg(CNO)_2$; Zerbrechen eines Kristalls der erstgenannten Substanz führt unfehlbar zur Explosion.[6] Es ist dies Verhalten insofern bemerkenswert, als im übrigen Stickstoffquecksilber und Knallquecksilber eine Reihe gemeinsamer Züge aufweisen: beide Salze haben gleiches Molekulargewicht, gleichen Quecksilbergehalt, gleiche Dichte und nahezu die gleiche Explosionswärme; auch deren Explosionsprodukte haben das gleiche Volum und sind in beiden Fällen nicht dissoziierbare Gase:

$$N_6Hg = 3N_2 + Hg$$
$$Hg(CNO)_2 = N_2 + Hg + 2CO.$$

Außer den genannten Halogenverbindungen des Stickstoffs und Derivaten der Stickstoffwasserstoffsäure zeichnen sich die Diazoverbindungen, ferner die Fulminate, die Metallverbindungen des Azetylens sowohl durch stark negative Bildungswärme wie durch hohe Empfindlichkeit aus.

Die zu den exothermen Verbindungen gehörenden Explosivstoffe Nitroglyzerin, Nitromannit, Nitrozellulose, Nitrostärke haben dagegen erheblich geringere Sensibilität. Indessen finden sich in dieser Gruppe von Substanzen mit positiver Bildungswärme auch einzelne äußerst sensible, wie z. B. Bleipikrat.[7]

15. Sensibilität und Wärmetönung der explosiven Reaktion sind hiernach zwar miteinander verknüpft, doch tritt die vorhandene gesetzmäßige Beziehung nicht klar zutage. Es liegt dies möglicherweise an dem schwierig zu verfolgenden Einflusse, welchen die physikalische Beschaffenheit der explosiblen Systeme, ihr Aggregatzustand,[8] ihre Zähigkeit, Struktur, Dichte,[9] ihr Härtegrad, vielleicht auch ihre Leitfähigkeit für Wärme, Schall etc., auf die Sensibilität ausüben. Solche Faktoren spielen bei der Prüfung auf Sensibilität vielfach eine größere Rolle als atomistische Verschiedenheiten im Aufbau des Moleküls. So kann durch fortgesetzte Erhöhung der Dichte eines explosiblen Gemisches dessen Sensibilität fast völlig zum Verschwinden gebracht werden, eine Tatsache, welche man nicht selten an komprimierten Zündsätzen sowie Sprengpatronen bemerkt; sie ist von

---

[1] A. MIKOLAJZAK, Glückauf **22**, 629, 1904. W. WILL, Ber. Chem. Ges. **41**, 1107; 1908. — [2] J. M. EDER, Ber. Chem. Ges. **13**, 169, 1880. — [3] W. WILL, Chemische Industrie 1903, 131. — [4] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, I, 73. — [5] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, I, 390. — [6] TH. CURTIUS, Ber. d. d. chem. Ges. 24, 3345 (1891). Derselbe mit J. RISSOM, Journ. f. prakt. Chem. (2) **58**, 261 (1898). M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. VIII, 7, 1895. L. WÖHLER und O. MATTER, Zeitschr. ges. Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 181, 203, 244, 265 (1907). — [7] A. DUPRÉ, Mém. Poudr. Salp. XI, 94*, 1901. — [8] W. WILL, Ber. V. intern. Kongreß f. angew. Chem. 1903, II, 425. — [9] F. LENZE, ebenda, S. 401.

schweren die Ha
derartigen Subst
Teil kräftigen W
auch ein zu ge
Explosivstoff
der Sprengst
Initialimpulse

12. Di
stanzen in
teils auf p

13. G
fall, und
lockeren F
puls zu
tylenverb
plosions
könnte
ruhen.
eine V
Daß
komm
stoffb
keine
mech
und
herb
gezw
ma
folg
we
O

O

N

N

en Charakteristische

steht in keinem direkten
Ähnliches gilt hinsichtlich
bekannt ist die Tatsache
gen (Sand, Glaspulver, auch
und Reibung sehr erhöhen.
mittel mannigfaltigen Gebrauch
spezifischen Einfluß harter Bei-
widerspruchsfrei durch Konzen-
tren zu deuten. Ebenso war
weicheren Metalle größer als auf
die Sensibilität, wenn sie dem
dessen kleinste Teile wie eine
hin haben Wasser, Methyl-
ne, ferner Kampfer, Kautschuk,
Sprengtechnik gefunden.[2] Ver-
kristallinischem Zustande, mit ver-
sich, daß bei einem Zusatze von
rbarkeit eines solchen Gemisches
puls einer 2 g-Sprengkapsel voll-
andere fette Öle, wie namentlich
ein spezifischer Wirkungsgrad zu-
Halle, welche den auf den Spreng-
stört oder auch nur teilweise unter-
Wird zum Beispiel ein Gemisch
htalin so weit erwärmt, daß letzteres
en und Erkalten mit einer 2 g-Spreng-
Wird jedoch dieselbe Masse hierauf
auf die gleiche Dichte gebracht,
Masse besaß, so findet die Initiierung
att.

nimmt ganz allgemein die Sensibilität
mit der allgemeinen Beschleunigung
erhöhung im Einklange steht, ohne
er zu werden. Nach A. W. Cronquist[4]
chen Stahlplatten unter dem Fallhammer:

2,5 mkg Schlagarbeit,
-0,7 " "

mkg Schlagarbeit,
" "
tester Stoß.

Sprenggelatine, Gelatinedynamit) zeigen

es explosives 1883, II, 317. Vergl. auch
1907. [2] E. Desortiaux, Dictionnaire
losivstoffe, 1895; J. P. Cundill und J. H.
Dictionnaire des Matières explosives, 1902.
1890. [4] A. W. Cronquist, Berg-
ces Explosives 1896, 271. — [6] W. Will,
Chem. 1903, II, 421.

ënn nur für die wenigsten Explosivstoffe Angaben hinsichtlich ihrer ·ei verschiedenen Temperaturen vorliegen, so erklärt sich dies zum Schwierigkeit, den Grad der Sensibilität überhaupt zahlenmäßig in Energieform zum Ausdruck zu bringen. In der Regel sucht

ngste u er- der xplo- iom- Aber inge ing lten ıte nd- tro- gen n- it gs- en- itet fäl- der ın- ter ich er- Re- es die ne- gie die ıb- en.

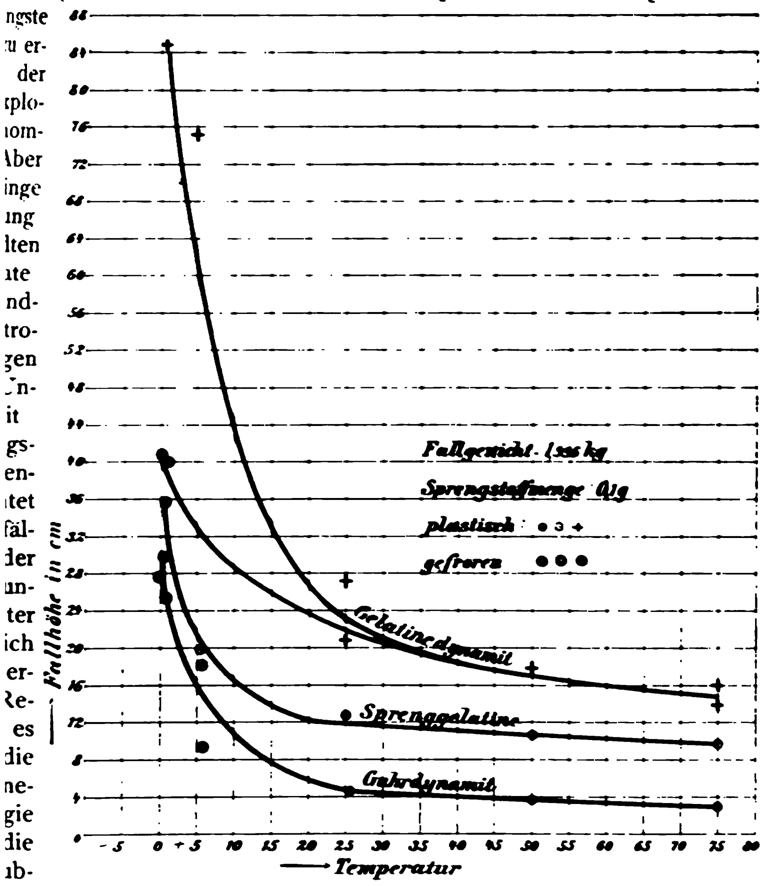


Fig. 2. Beziehung zwischen Temperatur und Sensibilität.

eil wenig gekannte Umstände begünstigen eine örtliche Konzen- ulses und veranlassen Explosion schon bei Einwirkungen, auf die ·nsiblere Stoffe in gleicher Weise zu reagieren pflegen.[1] Explosible velche an Flächen adhärieren oder durch Kapillarspannung fest- ı, scheinen besonders leicht zu detonieren, wenn sie von einem ·n werden. Vielleicht erklärt diese Erscheinung die in der Praxis[2] ·genommene erhöhte Empfindlichkeit von Sprengstoffen, welche enes Nitroglyzerin enthalten, obwohl Nitroglyzerin im festen Zu- ıoch weniger sensibel ist als flüssiges.

hen Methoden zur Ermittelung der Sensibilität von Explosivstoffen ıs allen diesen Gründen darauf beschränken, qualitative Unter- ·nnen. Es handelt sich im wesentlichen um folgende Prüfungen:[3]

gprobe. 0,1 g der zu prüfenden Substanz wird in dünne Zinn- gen und auf eine Unterlage von Messing, Eisen oder anderem

, Zeitschr. f. angew. Chem. **17**, 545, 1904; W. Will, a. a. O. — [2] Ebenda. hemische Industrie 1903, 131; K. Esop, Mittlg. Gegenst. Art. Geniew. **30**, Poudr. Salp. XII, 134, 1903.

Material gelegt. Man setzt hierauf einen Eisenmeißel oder Messingstab von verschieden breiter Schlagfläche auf die Sprengstoffprobe und führt mit einem Hammer von bestimmtem Gewicht mehrere feste Schläge aus.

Diese Art der Prüfung auf Sensibilität gegen Schlag kann etwas zuverlässiger gestaltet werden durch Benutzung eines Fallhammers. Fig. 3 zeigt einen Fallhammer, welcher für die Prüfung von Explosivstoffen auf Empfindlichkeit benutzt worden ist.[1] Die Vorrichtung besteht aus einem vertikal verschiebbaren Fallgewicht *a* und dem bei *b* eingefügten Ambos, dessen Konstruktion aus Fig. 4 zu erkennen ist. Ein kleiner Stahlzylinder *B* ist in den Stahlblock *A* eingelassen nnd besitzt auf seiner Oberfläche eine runde, 1 mm tiefe Ausbohrung *E* von

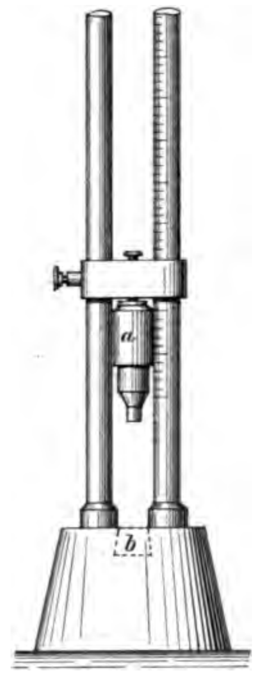


Fig. 3. Fallhammer.

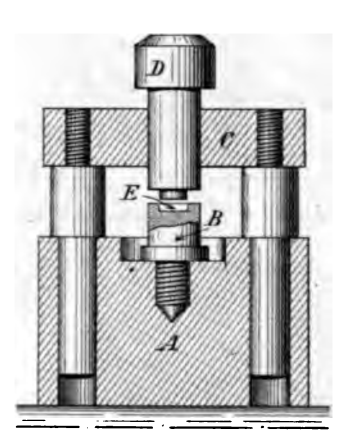


Fig. 4. Ambos zum Fallhammer.

7 mm Durchmesser. In diese Ausbohrung wird der zu prüfende Explosivstoff eingefüllt und mit einem Stanniolblättchen bedeckt. Der in senkrechter Richtung frei bewegliche Schlagbolzen *D*, welcher von dem Bügel *C* geführt wird, und dessen untere Schlagfläche genau in die Ausbohrung des Stahlzylinders *B* einpaßt, wird auf die mit Stanniol bedeckte Sprengstoffprobe leicht aufgedrückt und alsdann dem Schlage des Fallgewichts *a* (Fig. 3) ausgesetzt.

Das auf Tabelle 5 mitgeteilte Versuchsmaterial[2] wurde mit einem Fallhammer etwas anderer Konstruktion, dessen Fallbär 2 kg wog, gewonnen. Spalte 1 enthält die Bezeichnung der geprüften technisch wichtigen Explosivstoffe, Spalte 2 die zugehörigen Fallhöhen, welche, in reziprokem Sinne genommen, den relativen Grad der Sensibilität ausdrücken, und Spalte 3 soll andeuten, wie es auf Grund solcher Empfindlichkeitsprüfung möglich ist, eine sachgemäße, für die Frage der Sicherheit des Verkehrs mit Sprengstoffen wichtige Zusammenfassung der verschiedenen Sprengstofftypen in Gruppen durchzuführen.

---

[1] F. Lenze, Bericht V. Intern. Kongr. f. angew. Chem. 1903, II, 399; Zeitschr. gesamte Schieß-Sprengstoffwesen **1**, 287, 1906. — [2] W. Will, Zeitschr. gesamte Schieß-Sprengstoffwesen **1**, 209, 1906.

. Explosivstoffe nach ihrer Empfindlichkeit unter dem Fallhammer geordnet.

Explosivstoff	Fallhöhe in cm	Klassifizierung
ecksilber	2	**Klasse I.** Fallhöhe etwa bis zu 7 cm. Initialzündsätze u. Sprengstoffe von ähnlicher Empfindlichkeit, detonieren bei Zündung, von der Beförderung ausgeschlossen.
glyzerin, trocken	4	
at	5	
rat	5	
rat	7	
ikrat	7	**Klasse II.** Fallhöhe etwa 7—25 cm. Dynamite, sehr empfindlich gegen Stoß und Schlag, brennen lebhaft ab oder verpuffen bei Zündung. Explosionsgefahr vorhanden.
lyzerin, trocken	7	
amit, plastisch	7	
elatine, plastisch	12	
elatine, gefroren	12—15	
dynamit, plastisch	17	
amit, gefroren	20	
elatine von Dinitroglyzerin, ten	25	**Klasse III.** Fallhöhe etwa 26—100 cm. a) Schwarzpulver, wenig empfindlich gegen Stoß und Schlag, leicht zündlich, verpuffen lebhaft bei Zündung mit Zündschnur. Explosionsgefahr nicht ausgeschlossen. b) Chloratsprengstoffe, ziemlich empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, werden durch Zündschnur nicht gezündet. Explosionsgefahr nicht ausgeschlossen. c) Aromatische Nitroverbindungen, empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, werden durch Zündschnur nicht gezündet, Explosionsgefahr nicht ausgeschlossen. d) Nitrozellulose mit 15 % Wasser, wenig empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, wird durch Zündschnur nicht gezündet, Explosionsgefahr nicht ausgeschlossen. e) Rauchlose Pulver, ziemlich empfindlich gegen Stoß und Schlag, relativ leicht zündlich, brennen rasch ab (oder verpuffen) bei Zündung mit Zündschnur, Explosionsgefahr nicht ausgeschlossen.
amit von Dinitroglyzerin, ten	25	
ulver	20—30	
kresol	30	
Typ 60	32	
ler Blättchenpulver Nr. 1172	32	
se Jagdpulver	30—45	
npulver	30—54	
ure*	35—95	
Typ 41	36	
rodiphenylamin	40	
benzol	40—50	
romethylanilin*	40—65	
toluol*	57—90 (bis 180)	
rat	60	
pulver, Hirschmarke 4	70	
pikrat	80	
pikrat	80	
ulver	85	
olle, gepreßt, mit 15 % Wasser	85	
dimethylanilin	95	
umwolle, gepreßt, mit 15 % ser	100	
pulver, grobkörnig	100	
Ia	105	
karbonit	110	**Klasse IV.** Fallhöhe 100—200 cm. Nitrozellulose mit über 20 % Wasser, nicht empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, wird bei Zündung mit Zündschnur nicht gezündet, Explosionsgefahr ausgeschlossen. Verkehrssichere Sprengstoffe, wenig empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, werden bei Zündung mit Zündschnur nicht gezündet, Explosionsgefahr ausgeschlossen. Aromatische Nitroverbindungen, wenig empfindlich gegen Stoß und Schlag, schwer zündlich, werden durch Zündschnur nicht gezündet, Explosionsgefahr ausgeschlossen.
	110	
	110	
enzol	120	
alpeter Rottweil	135	
henol	150	
stit	150	
xylol	170	
naphtalin	175	
it	über 180	
almenit	„ 180	
ler Sicherheitspulver	„ 180	
sprengpulver	„ 180	
aumwolle mit über 20 % ser	„ 180	
umwolle mit über 20 % ser	„ 180	

* Unter verschiedenen Versuchsbedingungen, wie: Sprengstoff, vorgetrocknet oder nicht ocknet, pulverförmig oder gepreßt, lose oder in Stanniol eingewickelt, ohne Stempel oder gesetztem Stempel.

2. Reibungsprobe. 0,1 g der zu prüfenden Substanz wird in einem rauhen Porzellanmörser heftig gerieben. Erwärmt man die Reibschale oder fügt man dem Explosivstoffe scharfen Sand, grobes Glaspulver und dergleichen hinzu, so wird diese Prüfung verschärft.

Man kann auch in der Art verfahren, daß man die explosive Substanz zwischen zwei mit Schmirgelleinen überzogene Holzklötze bringt und diese gegeneinander reibt.

3. Beschußprobe. Die zu prüfende Substanz wird mit einem Gewehr auf kurze Entfernungen beschossen, wobei die Dicke der durchschossenen Schicht, die Geschwindigkeit des Geschosses und andere Faktoren variiert werden können.

4. Verhalten gegen eine Knallquecksilbersprengkapsel. Eine Hülse aus Zinnfolie wird mit der zu prüfenden Substanz gefüllt, in die Mitte derselben eine Knallquecksilberkapsel eingeführt und diese gezündet. Je nach der Stärke der zur Initiierung erforderlichen Sprengkapsel beurteilt man den Empfindlichkeitsgrad des Explosivstoffes.

Anstatt den Explosivstoff freiliegend zu prüfen, kann man ihn in einen Bleizylinder einschließen. Unter diesen Umständen zeigen sich Substanzen noch als explosibel, die an freier Luft keine explosive Zersetzung erfahren.

5. Verpuffungsprobe. 0,1 g der zu prüfenden Substanz wird in einem Reagensglase einer gleichmäßig zunehmenden Temperatur ausgesetzt; man vermerkt, bei welcher Temperatur Entzündung, Verpuffung oder Explosion eintritt.

6. Entzündungsprobe. 2,5 g der zu prüfenden Substanz wird in einer Eisenschale auf dem Ölbade allmählich erhitzt, worauf man sie mit Hülfe einer Flamme entzündet. Man beobachtet, ob die Verbrennung ruhig verläuft oder von Verpuffung, Explosion begleitet ist.

Gemäß einer anderen Ausführungsweise wird 1 g der zu prüfenden Substanz auf ein rotglühendes Eisenblech geworfen.

Man kann auch derart verfahren, daß man 3 g der zu prüfenden Substanz in ein Reagensglas einfüllt und eine Pulverzündschnur einlegt, deren Stichflamme beim Abbrennen die Substanz trifft.

19. Welche Bedeutung der Frage nach der Sensibilität explosibler Substanzen beigelegt wird, lehren die zur Sicherung des Verkehrs mit Explosivstoffen getroffenen Maßregeln.[1] Diese Frage beeinflußt nicht allein die wirtschaftliche Entwicklung der Sprengtechnik, sondern greift auch in das Interesse der Allgemeinheit ein. Explosivstoffe, deren Transport wegen ihrer allzu großen Sensibilität mit besonders großer Gefahr verbunden wäre, sind von vornherein von jeglichem Verkehr ausgeschlossen.

c) **Initialimpuls.**

20. Initialzündung oder allgemeiner Initialimpuls nennt man die Anregung, der ein sensibles, einer exothermen Umwandlung fähiges System bedarf, um explosiv zu zerfallen. Indem zunächst der Widerstand, welcher namentlich in heterogenen Systemen dem freiwilligen Eintritt der explosiven Reaktion entgegenwirkt, überwunden werden muß, leistet der Initialimpuls eine für den Explosionsvorgang wesentliche, wenngleich nur vorbereitende Arbeit.

21. Diese Arbeit wird bei homogenen Systemen, also bei Gasmischungen oder flüssigen Explosivstoffen, zuweilen als in einer Zerlegung einzelner Moleküle bestehend angesehen, beispielsweise in einer Dissoziation von Molekülen des Wassers in Wasserstoff und Sauerstoff, wenn feuchtes Chlorknallgas der initiirenden Wirkung eines Lichtstrahles ausgesetzt wird. Bei heterogenen Systemen sind es

---

[1] Anlage B der Deutschen Eisenbahn-Verkehrsordnung vom 26. Oktober 1899. H. WICHELHAUS, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **1**, 208, 1906; W. WILL, ebenda, **1**, 209, 1906.

in erster Linie physikalische Änderungen, welche dem Explosionsvorgange vorausgehen, wie lokale Schmelzung des Schwefels im Schwarzpulver, wodurch die einzelnen Bestandteile desselben so weit genähert werden, daß ein gleichzeitig vorhandenes reaktionsbeschleunigendes Moment, in der Regel Temperaturerhöhung, wirksam werden kann. Ohne eine solche Annäherung seiner Bestandteile könnte Schwarzpulver zuversichtlich Jahrtausende bestehen, ohne daß auch nur die geringste Umsetzung in der explosiven Richtung nachweisbar würde. In vielen Fällen ist die explosible Substanz von einer minimalen Schicht indifferenter Masse umhüllt, die, wie bei feuchter Nitrozellulose, erst durch Verdampfung entfernt oder auf andere Weise unschädlich gemacht werden muß, bevor die zur Auslösung erforderliche Reaktionsgeschwindigkeit Platz greifen kann. Nur wenn die bloße Gegenwart einer dem schließlichen Ergebnisse nach unbeteiligten Substanz zur Auslösung der Explosion hinreicht, wie die Anwesenheit von Platinschwamm in Wasserstoffknallgas, sinkt die von dem Initialimpuls zu leistende Arbeit auf Null, und dieser selbst wirkt lediglich als beschleunigendes Agens für eine an sich im Gange befindliche Reaktion.

22. Im allgemeinen kann jede beliebige Art von Energie für den Zweck der Auslösung explosibler Systeme in Betracht kommen, sowohl die mannigfaltigen Formen der mechanischen (Stoß, Druck, Reibung etc.), wie die der strahlenden Energie (Wärme, Licht, Elektrizität, Radiumstrahlen[1] etc.) oder auch chemische Energie. Die Auswahl unter diesen verschiedenen Arten der Energie in zweckmäßiger Weise zu treffen, ist eine Hauptaufgabe von Technik und Laboratorium.

Eine Äquivalenz der Energien, wie sie sonst nachweisbar ist, scheint in bezug auf Auslösungsvermögen gegenüber explosiblen Substanzen nicht zu bestehen, und es ist daher keineswegs gleichgültig, mit welchen Hilfsmitteln man zur Initiierung eines gegebenen Explosivstoffes schreitet. Manche Umsetzungen werden schon durch einen leichten Schlag explosiv ausgelöst, aber nicht durch eine entsprechende Wärmezufuhr. Auf andere explosible Systeme wirken selbst heftige mechanische Impulse kaum merklich ein, während schon eine kurze Bestrahlung mit chemisch wirksamem Lichte zur Explosion führt. Knallquecksilber ist gegen Stoß empfindlicher als Silberoxalat; erwärmt man aber beide Substanzen nebeneinander auf gleiche Weise, so explodiert das Oxalat früher als das Fulminat.[2] Inwieweit die abweichende äußere Gestalt und physikalische Beschaffenheit beider Substanzen solche Unterschiede mit beeinflußt (vergl. Ziffer 16) entzieht sich vorläufig der Beurteilung.

23. Mit der Kenntnis des Verhaltens sensibler Stoffe gegenüber den einzelnen Initialimpulsen ist indessen die Frage nach der zweckmäßigsten Form der Auslösung der Sprengkraft noch nicht beantwortet. Denn Beschaffenheit und Intensität eines Initialimpulses beeinflussen auch den weiteren Verlauf explosiver Reaktionen in so hohem Grade, daß man nicht mit Unrecht gesagt hat, die explosive Leistung hänge mehr vom Initialimpulse als von dem Sprengstoffe ab. Ein Experiment, welches diese Bedeutung des Initialimpulses zu kennzeichnen vermag, ist folgendes von F. ABEL[3] mitgeteilte: Zwei eiserne Zylinder, welche an dem einen Ende geschlossen waren, wurden in gleicher Weise mit Schwarzpulver beschickt und die Entzündung der einen Ladung durch Zündschnur, die der anderen vermittelst Sprengkapsel bewirkt. Im ersteren Falle blieb der Zylinder intakt, im zweiten wurde er in kleine Stücke zertrümmert. Wie verschieden die Richtung der Umsetzung auch bei einem einheitlichen Explosivstoffe, je nach der Intensität des auslösenden Initialimpulses, sein kann, beweist das Verhalten des

[1] W. P. JORISSEN und W. E. RINGER, Ber. d. deutschen chem. Ges. **39**, 2093; 1906, gelang es mit Hilfe von Radiumbromid Chlorknallgas zu teilweiser Verbindung zu bringen. — [2] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, I, 71. — [3] F. ABEL, Phil. Trans. **159**, 67, 1869; E. SARRAU, Mém. Poudr. Salp. X, 43, 49, 1899.

Ammoniumnitrats. Von den insgesamt sieben bis acht möglichen Umwandlu formen dieses Salzes verlaufen drei explosiv:[1]

Tab. 6. Zersetzungsarten von Ammoniumnitrat.

Lfde. Nr.	Zersetzungsgleichung	Q Explosions-wärme Kal.	V_0 Gasvolumen l	$V_0 \cdot Q$
1	$2\,NH_4 \cdot NO_3 = 2\,N_2 + 4\,H_2O + O_2$	421	976	411 0C
2	$2\,NH_4 \cdot NO_3 = N_2 + 4\,H_2O + 2\,NO$	140	976	137 0C
3	$NH_4 \cdot NO_3 = N_2O + 2\,H_2O$	151	836	126 0C

Q bei konstantem Volumen; Wasser dampfförmig.

Das von M. BERTHELOT als charakteristisch bezeichnete Produkt $V_0 \cdot Q$ drückt Maximalleistung des Explosivstoffs zahlenmäßig aus.[2] Die Umsetzung lfd. N wobei sämtlicher Stickstoff als solcher frei wird, ergibt die höchste Leistung; erfolgt bei plötzlicher, sehr intensiver Wärmezufuhr unter hohem Druck kann tatsächlich nur mit Hilfe einer stark geladenen Sprengkapsel ausge werden. Die Umsetzung 2, wobei von dem vorhandenen Stickstoff allein Ammoniakstickstoff frei wird, pflegt das Ergebnis einer ungenügenden Initiier mit zu schwacher Sprengkapsel zu sein. Bei allmählich gesteigerter Erhitzung o wesentliche Druckerhöhung, etwa durch eine Flamme, zerfällt das Ammoniumni gemäß der Gleichung 3, wobei sämtlicher Stickstoff an Sauerstoff gebunden bl

24. Von den überhaupt möglichen Initialimpulsen haben Bedeutung erl nur die wenigen, welche Zuverlässigkeit mit sicherer Handhabung verbinden. lassen sich zurückführen auf folgende typische Zündungsarten:

a) Funken-, Glüh- und Flammenzündung;
b) Schlag- und Stoßzündung;
c) Sprengkapselzündung;
d) Zündung durch Übertragung (Influenz).

a) Funken-, Glüh- und Flammenzündung.

25. Die theoretische Begründung für diese Art Initialimpuls liegt d daß chemische Reaktionen durch Temperaturerhöhung beschleunigt werden. meisten Reaktionen erfahren durch ein Ansteigen der Temperatur um 10° gefähr eine Verdoppelung der Geschwindigkeit.[3] Es sind sowohl geringere, auch viel höhere Beschleunigungen (bis auf das siebenfache) bekannt gewo Daß der Geschwindigkeitsquotient oft mit der Temperatur sich ändert, sei nur beiläufig erwähnt. Für Explosivstoffe scheint der Geschwindigkeitsquo für den gleichen Temperaturzuwachs erheblich höher als das Doppelte zu und erreicht beispielsweise für Nitrozellulose das Vierfache.[4]

Auch solche Substanzen, welche bei allmählich ansteigender Erhitzung explosibel sind, wie zum Beispiel Pikrinsäure, Trinitronaphtalin, Kaliumch können, wie M. BERTHELOT[5] gezeigt hat, dennoch explodieren, wenn mar plötzlich auf eine viel höhere Temperatur bringt als der beginnenden Zerset entspricht (vergl. Ziffer 3). Um dies Verhalten an Kaliumchlorat kennen zu le bedient man sich zweckmäßig eines an einem Ende geschlossenen Glasro

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives, 1883, II, 183. — [2] M. BERTH Sur la force des matières explosives, 1883, I, 66. — [3] J. VAN'T HOFF, Vorlesungen über retische und physik. Chem. 1898, I, 224. — [4] W. WILL, Mitteilungen der Zentralstelle f. wisse techn. Unt. 3, 25, 1902. — [5] M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys. 6. Serie, 16, 23, 1889; Poudr. Salp. X, 280, 1899.

von 25—30 mm Durchmesser. Man hält dieses Glasrohr in fast senkrechter Richtung in die Flamme eines großen Gasbrenners hinein, der das Rohr auf eine Länge von 50—60 mm bestreicht. Das Erhitzen wird so lange fortgesetzt, bis der Boden des Glasrohres deutlich rotglühend wird, ohne indessen zu schmelzen. Inzwischen taucht man einen Glasstab, der an dem einen Ende so weit ausgezogen ist, daß er die Dicke von starkem Draht hat, mehrere Male in geschmolzenes Kaliumchlorat. Wenn mehrere Dezigramme Kaliumchlorat an dem Glasstabe haften, führt man letzteren in das stark glühende Rohr ein bis auf etwa 10 mm vom Boden entfernt, ohne die Wände des Glasrohres zu berühren. Nach einigen Augenblicken wird das Kaliumchlorat verflüssigt und fällt langsam, Tropfen für Tropfen, auf den Boden des auf Rotglut gehaltenen Rohres. Jeder einzelne Tropfen explodiert, sobald er mit dem Glas in Berührung kommt, mit einem scharfen Knall.

Zu dem gleichen Resultate führt nachfolgende, von A. Dupré[1] ersonnene Versuchsanordnung: Ein 0,5 mm starker Platindraht, der mit einer kräftigen elektrischen Stromquelle in Verbindung steht, wird schleifenförmig gebogen, derart, daß eine Berührung zwischen den sich kreuzenden Drähten nicht statthat. Auf diese Schleife wird ein kleines Stückchen zuvor geschmolzenen Kaliumchlorats gelegt und durch den Draht zunächst nur so viel Strom geschickt, daß das Chlorat fest an den Draht anschmilzt. Nunmehr wird plötzlich die volle Kraft der Stromquelle durch den Draht geschickt, wodurch fast regelmäßig eine Explosion des Chlorats bewirkt wird. Der Versuch gelingt nicht, wenn Spuren von Chlorkalium, etwa von einem voraufgegangenen Versuche herrührend, am Drahte hängen; vielleicht veranlaßt das Chlorid schon bei niederer Temperatur eine zwar rasche aber nicht explosive Zersetzung.

Auf eine explosive Selbstzersetzung von Kaliumchlorat durch plötzliche Überhitzung wird die gewaltige Explosion zurückgeführt, welche sich am 12. Mai 1899 in den Kurtz Works, St. Helens, ereignete.[2] Das Kaliumchlorat befand sich in Fässern von je 254 kg Inhalt, und es enthielt das aufgeflogene Magazin insgesamt nicht weniger denn 156000 kg davon. Die Explosion nahm ihren Ausgang von einem Brande, der das mit Kaliumchlorat gesättigte Holz eines Kristallisierbehälters ergriffen hatte. Die Flammen erreichten mit großer Schnelligkeit das Magazin; bald darauf brannten auch die Fässer, wobei sich ein weißer dicker Rauch entwickelte. Das sofort geflüchtete Arbeitspersonal hielt sich in der Nähe auf und verfolgte mit Interesse den Verlauf des Brandes, ohne eine Ahnung von der Gefahr zu haben, in der alle Zuschauer schwebten. Man sah noch, wie das Feuer von der östlichen Faßreihe durch Vermittlung des in Strömen abfließenden geschmolzenen Chlorats auf die westliche übertrat, als plötzlich, etwa 10 Minuten nach Ausbruch des Brandes, eine Detonation erfolgte, die das ganze umliegende Land erschütterte und mehrere Meilen im Umkreise wahrgenommen wurde. Die Zerstörung, welche die Explosion angerichtet hatte, war außergewöhnlich umfangreich und der Gesamtschaden wurde auf mindestens 1 Million Mark veranschlagt.

b) Schlag- und Stoßzündung.

26. Diese Art von Initialimpuls läßt sich auf die vorbehandelte Zündungsweise zurückführen, indem man annimmt, daß die plötzlich vernichtete kinetische Energie des Schlages oder Stoßes in einer Temperaturerhöhung der getroffenen Stelle ganz oder teilweise zur Erscheinung kommt. Hiermit steht die Erfahrung im Einklange, wonach die erforderliche Schlagarbeit, die zur Explosion führt, um

---

[1] A. Dupré, Journ. Soc. Chem. Ind. **21**, 217, 1902. — [2] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives for the year 1900.

so kleiner zu sein braucht, je höher die Temperatur des Explosivstoffes ist (Ziffer 17).

Daß mechanische Erschütterungen in der Regel nicht unmittelbar, sondern hauptsächlich durch die erzeugte Wärme Explosionen veranlassen, hat M. BERTHELOT nachzuweisen gesucht. Während man früher[1] auf Grund von Versuchen mit sehr leicht zerfallenden Explosivstoffen wie Knallsilber, Jodstickstoff, Chlorstickstoff zu der Annahme neigte, heftige Erschütterungen der Stoffteilchen könnten die chemische Reaktion unmittelbar einleiten, zeigten M. BERTHELOT's[2] Versuche, daß selbst eine bereits eingeleitete Reaktion nicht beschleunigt wird, wenn man die in der Zersetzung begriffene Substanz auf einer Stimmgabel oder in einer Glasröhre bis über 7000 mal in der Sekunde vibrieren läßt. Jodstickstoff explodierte allerdings schon bei 100—200 Vibrationen, aber nur, weil die Erschütterungen eine zu rascherer Zersetzung genügende Temperaturerhöhung hervorriefen.

Die Erscheinungen der Übertragung der Explosion zwischen zwei räumlich getrennten Patronen eines Explosivstoffes (Ziffer 28) weisen übrigens darauf hin, daß sehr heftige Erschütterungen auch als solche auslösend wirken können.

c) Sprengkapselzündung.

27. Die Sprengkapselzündung wird vielfach aufgefaßt als eine Art Kombination von Funken- und Schlagzündung, welche sich unter sehr hohen Drucken abspielt.[3] In der Tat sind die Reaktionsprodukte eines durch Sprengkapsel gezündeten Explosivstoffs selbst im Vakuum nicht verschieden von den unter hohem Drucke durch Funken oder Schlagzündung erhaltenen. Vielleicht handelt es sich aber auch um eine besondere Form der Auslösung durch Übertragung (Influenz) mit dem Unterschiede, daß bei dieser vorwiegend eine Übertragung der explosiven Umsetzung von einer Patrone auf eine andere gleichartige in Frage kommt, während die Sprengkapselzündung nur den Impuls einer relativ kleinen Menge detonierenden Knallquecksilbers überträgt.

Die Erkenntnis, daß mit Hilfe von Knallquecksilber als Initialimpuls die Sprengkraft anderer Explosivstoffe und detonationsfähiger Mischungen ausgelöst werden könne, verdankt man A. NOBEL[4], der die noch heute gebräuchlichen Knallquecksilberkapseln eingeführt hat. A. NOBEL hat zuerst gezeigt, daß die Sprengkapsel auch da noch eine explosive Umsetzung herbeiführen kann, wo die einfache Zündung versagt. Der Kreis der explosionsfähigen Systeme hat hierdurch sehr an Ausdehnung gewonnen, zumal seit der Beobachtung von H. SPRENGEL[5], daß jede zu innerer Verbrennung befähigte Substanz oder Mischung aus oxydierenden und verbrennlichen Bestandteilen auch tatsächlich in dieser Weise unter dem Einflusse einer explodierenden Sprengkapsel sich umsetzen könne.

d) Zündung durch Übertragung (Influenz).

28. An eine direkte Übertragung von Wärme, als Ursache der Auslösung der Explosion, darf man bei der Initiierung durch Übertragung (Influenz) nicht denken; ebensowenig an ein teilweises Abschleudern von Masse des auslösenden Explosivstoffs auf den ausgelösten. Denn die Wirkung bleibt bestehen, wenn auch in geschwächter Form, durch trennende Schichten von Glas, Metall, Wasser, wobei diesen Medien ein spezifischer Einfluß auf die Intensität der übertragenen Wirkung zuzukommen scheint (vergl. unter »Explosionsstoß«).

Eine noch wenig geklärte Tatsache ist, daß die chemische und physikalische Beschaffenheit des Initialsprengstoffs von Bedeutung ist hinsichtlich der Frage,

---

[1] F. ABEL, Phil. Trans. **159**, 67, 1869. — [2] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 125. — [3] C. E. BICHEL, Glückauf **41**, 1194, 1905. L. WÖHLER und O. MATTER, Zeitschrift f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **2**, 181; 1907. — [4] Engl. Pat. Nr. 1813, vom 20. Juli 1864. — [5] H. SPRENGEL, Dinglers polyt. Journ. **212**, 323, 1874.

ob und von welcher Sprengstoffmenge das Phänomen der Initiierung durch Übertragung hervorgerufen wird. So konnte durch die Detonation von 6,5 g des so überaus sensiblen Jodstickstoffs Schießbaumwolle nicht zur Explosion gebracht werden, wozu 0,3 g Knallquecksilber völlig ausreichten. Bei Versuchen mit Chlorstickstoff mußten mindestens 3,25 g in Anwendung genommen werden, um die Explosion der Schießbaumwolle zu veranlassen. Man brauchte also von Chlorstickstoff weit mehr als von Knallquecksilber, was überraschen muß, da 3,25 g Chlorstickstoff sowohl in bezug auf die Höhe der freiwerdenden Energie wie auch die Geschwindigkeit ihres Austritts einer Menge von 0,3 g Knallquecksilber überlegen sind. Dieses eigentümliche Merkmal der Übertragung einer Explosion, abzuhängen von den chemischen und physikalischen Eigenschaften des Initialzünders, findet nach L. WÖHLER[1] seine Erklärung in der Notwendigkeit, lokal so hohe Drucke zu erzeugen, wie sie die erwähnten 0,3 g Knallquecksilber, nicht aber die 6,5 g Jodstickstoff bewirken.

L. WÖHLER und O. MATTER[2] haben zur Prüfung dieser Annahme eine Reihe äußerst sensibler Explosivstoffe, wie Stickstoffsilber, Diazobenzolnitrat, Perchloratotrimerkuraldehyd, hinsichtlich ihres Initiierungsvermögens miteinander verglichen (Ziffer 178). Obwohl Schwefelstickstoff und auch Diazobenzolnitrat größere Arbeitsfähigkeit als Knallquecksilber besitzen, vermochten dennoch selbst 0,5 g der genannten Substanzen nicht Pikrinsäure zur Detonation zu bringen, wozu bereits 0,25 g Knallquecksilber hinreichten.[3] Andrerseits genügten hierzu von Stickstoffsilber, welches an Arbeitsfähigkeit dem Knallquecksilber erheblich unterlegen ist, schon 0,0237 g, also nur $^1/_{12}$ des erforderlichen Knallquecksilbers. Bestimmte Beziehungen zwischen der Mindestmenge Initialsprengstoff und der chemischen Natur der initiierten Substanz traten nicht hervor. Am leichtesten wurde von Stickstoffsilber N_3Ag die Pikrinsäure zur Detonation gebracht; dann folgten Trinitrobenzol, Trinitrotoluol und Trinitrokresol (je 0,05 g N_3Ag), hierauf Trinitroresorzin (0,08 g), Trinitrobenzoesäure (0,1 g) und schließlich Trinitroxylol (0,25 g). Für andere Initialsprengstoffe, namentlich Knallquecksilber, war die Reihenfolge eine hiervon abweichende. Die Verfasser kommen zu dem Schlusse, daß durch das Ergebnis dieser Untersuchung die Hypothese von F. ABEL über das Wesen der Zündung durch Übertragung widerlegt werde.

Die Ursache solcher Unterschiede im Vermögen, explosive Übertragungen zu veranlassen, glaubte nämlich F. ABEL[4] durch die Annahme erklären zu können, es bestehe ein Synchronismus »molekularer Schwingungen« einerseits des Initialsprengstoffs, andererseits des zur Explosion angeregten, ähnlich wie eine tönende Saite nur eine gleichgestimmte zum Mitschwingen veranlasse. Wenn indessen wirklich Synchronismus von Molekularbewegung das Ausschlaggebende bei dieser Erscheinung wäre, dann müßte, nach einer Bemerkung von VICTOR MEYER,[5] jeder Explosivstoff den vollkommensten Wellensynchronismus mit sich selbst zeigen, also den besten Initialsprengstoff für sich selbst abgeben. Das ist aber keineswegs der Fall. Gegenwärtig bevorzugt man die Vorstellungsweise von M. BERTHELOT,[6] danach als wesentliches Moment die Fortpflanzung eines sehr heftigen Druckimpulses, der »Explosionswelle«, zu betrachten sei, welch letztere die Fähigkeit besitzt, sich auch außerhalb des explodierenden Sprengstoffs als »Explosionsstoß« durch andere Medien, z. B. Wasser, hindurch zu verbreiten.

---

[1] L. WÖHLER, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **3**, 74, 1908. — [2] L. WÖHLER und O. MATTER, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **2**, 181, 203, 244, 265; 1907. — [3] Vergl. auch M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. I, 108; 1882—83. — [4] F. ABEL, Phil. Trans. **159**, 512, 1869. Vergl. R. THRELFALL, Phil. Mag. [5] **21**, 175; 1886. — [5] VICTOR MEYER, Lieb. Ann. **264**, 127, 1891. — [6] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 118.

II. Geschwindigkeit explosiver Vorgänge.

29. Je nach dem gewählten Initialimpuls sowie den Umständen, unter denen ein explosionsfähiges System initiiert wird, begleiten den Zerfall desselben Erscheinungen, die man bald als rasche Verbrennung, bald als Explosion, bald als Detonation — oder auch Explosion zweiter Ordnung — zu bezeichnen pflegt. Bestimmend für den verschiedenen Charakter eines Explosionsvorganges ist in erster Linie die größere oder geringere Geschwindigkeit, mit welcher die explosive Umwandlung abläuft. Verfügt man über geeignete Maßnahmen, um diese nach Belieben zu regeln, so hat man darin das zuverlässigste Mittel, um einen Explosivstoff den verschiedenen technischen Verwendungen anzupassen. Ein lehrreiches und auch historisch bedeutungsvolles Beispiel bietet hierfür die Auswertung der Energie der Schießbaumwolle. Mit Hilfe einer Sprengkapsel initiiert, braucht eine Reihe aneinandergelegter Schießwollpatronen von 1 m Gesamtlänge zur Detonation nur etwa 0,0002 Sekunde; denn die Geschwindigkeit der explosiven Umwandlung wurde zu 5—6000 m in der Sekunde ermittelt.[1] Wird dagegen dieselbe Schießwolle durch den Feuerstrahl des Zündhütchens initiiert, etwa in der Absicht einer ballistischen Verwertung, wie dies v. LENK mit in Schnüre geflochtener Schießwolle versuchte,[2] dann zerfällt sie mit erheblich geringerer Geschwindigkeit, die aber, wenn der Vorgang sich in einem geschlossenen oder auch nur beschränkten Raume abspielt, immerhin noch mehrere hundert Meter in der Sekunde betragen kann. In der Tat waren die Wirkungen solcher Schießwollladungen nach v. LENKschem System auf die Feuerwaffe selbst mehr oder weniger explosionsartig zerstörende. Erst durch Gelatinierung der Schießwolle gelang es P. VIEILLE (Ziffer 67), ihre Verbrennungsgeschwindigkeit in der Feuerwaffe auf etwa 10 m in der Sekunde herabzusetzen und hierdurch den explosiven Charakter derselben soweit aufzuheben, daß eine vorteilhafte ballistische Ausnutzung möglich wurde.[3]

30. Erwägt man, daß zum Zustandekommen einer Explosion zwei Teilvorgänge ablaufen müssen — Auslösung durch den Initialimpuls und Fortschreiten der explosiven Umsetzung — dann ergibt sich, daß auch die Geschwindigkeit eines Explosionsvorganges von zwei Gesichtspunkten aus zu betrachten ist. Im ersten Stadium des Explosionsvorganges löst der Initialimpuls (z. B. Funken, Schlag etc.) die explosive Reaktion an einer begrenzten Stelle des der Umsetzung unterworfenen Systems (z. B. Knallgas, Schießwolle etc.) aus. Von diesem Augenblicke an und von der gedachten Stelle aus, übernimmt das explosible System selbst die Rolle des Initialimpulses und bewirkt im zweiten Stadium das Fortschreiten der explosiven Reaktion. Es handelt sich demnach bei jedem Explosionsvorgange um das Ineinandergreifen von zunächst zwei Auslösungsprozessen, denen eine verschiedene Veranlassung zugrunde liegt und die daher auch in bezug auf Geschwindigkeit nicht notwendig gleich zu sein oder auch nur der gleichen Größenordnung anzugehören brauchen, obschon sie in einem Abhängigkeitsverhältnis zueinander stehen. Um diese Sachlage dem Verständnis näherzubringen, sei folgendes Beispiel angeführt. Nach Versuchen von H. DIXON[4] wirkt eine geringe Menge Wasserdampf in Gegenwart eines Gemenges von Kohlenoxyd und Sauerstoff beschleunigend auf die Vereinigung desselben zu Kohlendioxyd ein, derart, daß ein absolut trocknes Kohlenoxydknallgas durch den elektrischen Funken überhaupt nicht entzündet wird, während dies um so leichter vonstatten geht, je mehr Wasserdampf — innerhalb gewisser Grenzen — zugegen ist. Die Geschwindigkeit der Reaktion $2\,CO + O_2 \succ 2\,CO_2$, welche bei Abwesenheit von

---

[1] F. ABEL, Dinglers polyt. Journ. **213**, 428, 1874. — [2] S. J. v. ROMOCKI, Geschichte der Explosivstoffe 1896, II, 196. — [3] P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. VI, 256, 1893. — [4] H. DIXON, Phil. Trans. **175**, 617; 1884.

Wasser gleich Null ist, nimmt also immer höhere Werte an, in dem Grade als letzteres an Quantität und Einfluß gewinnt. Gleichzeitig mit der Geschwindigkeit der Auslösung des Explosionsvorganges wächst aber auch die Geschwindigkeit, mit welcher die einmal eingeleitete Explosion von der Entzündungsstelle aus fortschreitet. Als nämlich das Kohlenoxydknallgas in zwei Versuchen mit Phosphorpentoxyd oder Schwefelsäure getrocknet, in drei weiteren mit Wasserdampf entsprechend den Drucken 9,2 mm, 41,8 mm und 148,8 mm versetzt war, betrug die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion in diesen fünf Fällen 36, 119, 175, 244, 317 m in der Sekunde. Der explosionsartige Charakter dieses Vorganges ist hiernach nicht nur an eine gewisse Geschwindigkeit der fortgepflanzten, sondern auch der auslösenden Reaktion geknüpft.

31. Daß die Übertragung der vom Initialimpulse ausgehenden Energie auf das explosible System in einem solchen Grade, daß die explosive Reaktion fortzuschreiten vermag, nicht augenblicklich erfolgen kann, sondern notwendig Zeit beansprucht, leuchtet ohne weiteres ein in dem besonderen Falle, daß es sich um eine Entzündung durch Vermittlung von Wärme, also durch Funken oder Flamme handelt. Das explosible System muß an irgend einer Stelle so hoch erhitzt werden, daß die Wärmeentbindung der eingeleiteten Reaktion, auf die Zeiteinheit bezogen, überwiegt gegenüber dem unvermeidlichen Wärmeverlust infolge Leitung oder Strahlung; anderenfalls würde der explosive Vorgang überhaupt nicht zustande kommen. Je intensiver daher der Wärmeimpuls ist, um so rascher erlangt im allgemeinen das System die zu seiner explosiven Umwandlung erforderliche Temperaturhöhe, die man als Entzündungstemperatur oder Verbrennungspunkt bezeichnet hat.

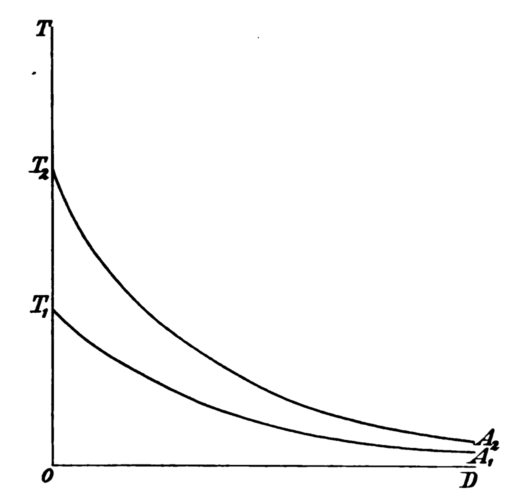


Fig. 5. Temperaturausgleich in Luft.

Will man sich diese Abhängigkeit der Entzündungstemperatur von der Intensität des Wärmeimpulses deutlicher veranschaulichen, so denke man sich nach VAN'T HOFF[1] in einem mit atmosphärischer Luft von 0° C erfüllten Raume den Punkt O (Fig. 5) durch einen kleinen elektrischen Funken auf die Temperatur T_1 gebracht. Als Folge der örtlichen Erhitzung wird ein Wärmeausgleich eingeleitet werden, der von Schicht zu Schicht mit allmählich fallender, sich der ursprünglichen Temperatur von 0° wieder nähernden Temperaturhöhe fortschreitet. Dieser Vorgang möge durch die Kurve T_1 A_1 versinnlicht werden, wobei auf der

[1] J. H. VAN'T HOFF, Etudes de dynamique chimique 1884, 121; E. COHEN, Studien zur chemischen Dynamik 1896, 140. Vgl. auch P. DUHEM, Thermodynamique et Chimie 1902, 463.

Ordinatenachse OT die Temperaturen und auf der Abszissenachse OD die Abstände der fortschreitenden Wärmebewegung gedacht sind.

Anstelle der atmosphärischen Luft sei nun ein homogenes explosibles System, etwa Knallgas, vorhanden, durch welches ein elektrischer Funken geschickt wird, der seiner geringen Intensität wegen zunächst keine Zündung und also auch keine Explosion hervorrufen soll,[1] wohl aber eine chemische Reaktion auszulösen befähigt ist. Die örtliche Temperatursteigerung durch den elektrischen Funken wird sich auch hier ausbreiten, indessen mit dem Unterschiede, daß das Temperaturgefälle, namentlich in der nächsten Nähe des Funkens, geringer wird, weil die hervorgerufene chemische Reaktion zwischen den Bestandteilen des Knallgases ihrerseits zu einer Wärmequelle wird. Diesen Vorgang gibt die Kurve $T_1 A_1$ (Fig. 6) wieder.

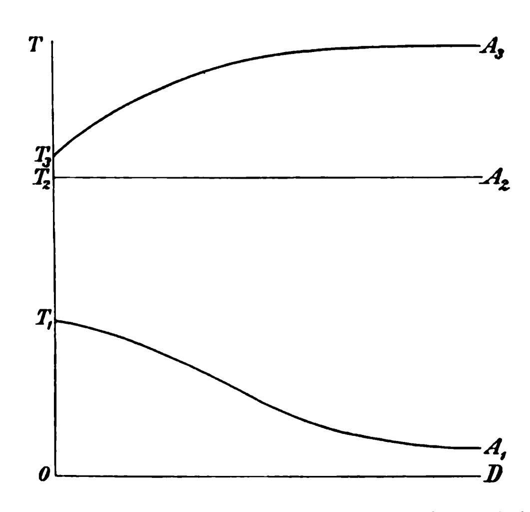


Fig. 6. Temperaturausgleich im explosiblen Gasgemisch.

Sobald aber dem elektrischen Funken eine größere Intensität gegeben wird, können die Verhältnisse eine wesentliche Änderung erfahren, zwar nicht mit Bezug auf den Vorgang in atmosphärischer Luft, wohl aber für das explosionsfähige System. In der atmosphärischen Luft findet nur eine stärkere örtliche Erhitzung statt; das Temperaturgefälle wird gleichfalls größer, etwa der Kurve $T_2 A_2$ (Fig. 5) entsprechend. In dem Knallgasgemenge dagegen wird die chemische Umsetzung der Bestandteile gemäß der höheren Temperatur des Funkens eine lebhaftere werden und das Temperaturgefälle in dem Sinne beeinflussen, daß dieses um so kleiner wird, je lebhafter sich die chemische Reaktion vollzieht. Es bietet keine Schwierigkeit, sich den Fall zu denken, daß das Temperaturgefälle $\Delta T = O$ wird, daß also die sich ausbreitende Wärmebewegung ihre Temperatur beibehält. Diese Möglichkeit veranschaulicht die Kurve $T_2 A_2$ (Fig. 6). Eine noch höhere Temperatur des Zündungsfunkens wird eine so lebhafte Wärmeentwicklung auch von seiten der ausgelösten chemischen Reaktion erzeugen, daß die Temperatur der sich fortpflanzenden Wärmebewegung weder abnimmt noch konstant bleibt, sondern vielmehr noch weiter anwächst, wie dies Kurve $T_3 A_3$ undeutet. Man begreift leicht, daß eine in ihrer Temperatur abnehmende Wärmebewegung eine vollständige Umsetzung des explosiblen Systems nicht zur Folge haben kann, wohl aber eine in ihrer Temperatur sich steigernde Wärmebewegung. Die Tem-

---

[1] Nach F. EMICH (Naturw. Rundschau **12**, 575, 1897) entsprechen dieser Bedingung elektrische Funken von weniger als 0,22 mm Länge.

peratur T_2, welche durch eine Wärmemenge konstanter Temperatur erzeugt wird, bildet in dieser Hinsicht eine Art Grenze und entspricht dem, was unter Entzündungstemperatur zu verstehen ist.

Über den Betrag dieser Größe OT_2, wie hoch mit anderen Worten die Entzündungstemperatur für ein gegebenes homogenes System anzunehmen und welche Zeit erforderlich ist, um sie zu erreichen, können vorstehende Darlegungen nichts aussagen, weil darin weder Intensität der auslösenden Wärmequelle noch die Natur des explosiblen Systems zum Ausdruck kommen. Zweifellos wird die Entzündungstemperatur durch eine große Anzahl Faktoren mitbestimmt, wie thermische Leitfähigkeit und Diffusionsvermögen des Gasgemisches, ferner Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von Reaktionswärme und Temperaturkoeffizient, Einfluß des Druckes und der Umgebung. Die Entzündungstemperatur bietet somit wenig Anhalt für die Erkenntnis explosiver Reaktionen; keinesfalls darf sie als diejenige Temperatur aufgefaßt werden, bei welcher eine gegenseitige Einwirkung der Bestandteile des homogenen explosiblen Systems erst beginnt.

Hinsichtlich der übrigen Initialimpulse gilt etwas ähnliches, beispielsweise im Falle der Initiierung von Chlorknallgas durch Licht. Die Vereinigung von Chlor und Wasserstoff geschieht bei starker Belichtung explosionsartig, bei schwachem Lichte jedoch nur allmählich, weil, wie man annehmen darf, in diesem Falle die entwickelte Reaktionswärme fortgeführt wird, ehe sich das Gemisch auf die Entzündungstemperatur erwärmt. Was die durch Sprengkapselzündung hervorgerufene Umsetzung für die praktische Verwendung der Explosivstoffe so wertvoll macht, das ist die außerordentlich große Geschwindigkeit, mit welcher unter diesen Umständen die Zersetzung sowohl ausgelöst wie auch fortgepflanzt wird.

32. Die durch Sprengkapseln ausgelösten Explosionsvorgänge verdanken ihren besonderen Charakter offenbar dem Umstande, daß sie nahezu adiabatisch verlaufen, das heißt, es ist die in der Zeiteinheit durch Wärmestrahlung oder Wärmeleitung entzogene Wärmemenge verschwindend klein gegenüber der gleichzeitig von der chemischen Reaktion sehr schnell entwickelten Wärmemenge. Man hat es hierbei mit Bedingungen zu tun, die wegen ihrer überaus großen Komplikation bisher jeder näheren Untersuchung sowohl experimenteller wie rechnerischer Natur widerstreben. Alle Erkenntnis auf dem Gebiete der Geschwindigkeit chemischer Umsetzungen bezieht sich bisher auf konstante Temperatur, nicht aber auf Zustandsänderungen, in denen eine stetige Beschleunigung dieser Geschwindigkeit infolge Selbsterhitzung das Wesen des Vorganges ausmacht. Einen Versuch, diesem Grundproblem der Explosivstoffchemie näher zu treten, haben G. Bredig und F. Epstein[1] für den einfacheren Fall unternommen, daß sich das in chemischer Umwandlung begriffene System in allen seinen Teilen gleichzeitig in demselben Zustande befindet. Die experimentell geprüfte Frage war: Wenn sich die exotherme Reaktion in einer für Wärme undurchlässigen Hülle, etwa in einem Weinhold-Dewarschen Gefäße, vollzieht, derart, daß sich das System durch den Gesamtbetrag der eigenen Reaktionswärme erhitzt; wenn ferner für das gewählte homogene explosible System bekannt sind die Reaktionswärme, die Geschwindigkeitskonstante der Umwandlung, die Konzentration der reagierenden Bestandteile und noch einige andere leicht bestimmbare Größen — nach welcher Zeit wird eine bestimmte Temperatur und zugleich damit ein bestimmter chemischer Umsatz erreicht sein? Schon diese verhältnismäßig einfache Fassung der Aufgabe führt zu verwickelten mathematischen Lösungen, denen sich indessen die Experimentalergebnisse befriedigend anschließen. Die exotherme Reaktion

$$2H_2O_2 = 2H_2O + O_2$$

wurde dadurch möglichst adiabatisch ausgeführt, daß in einem bestimmten Zeit-

[1] G. Bredig und F. Epstein, Zeitschr. anorg. Chem. **42**, 341, 1904. Vergl. auch P. Duhem, Mécan. chim. I, 268, 1897; M. Petrowitch, Compt. rend. **124**, 1344, 1897.

moment eine Wasserstoffsuperoxydlösung mit Jodkalium als Katalysator in einem WEINHOLD-DEWARschen Gefäße gemischt wurde und nun die Selbsterhitzung des Systems in gemessenen Zeiten an einem empfindlichen Thermometer quantitativ festgestellt wurde.

33. Alle Faktoren, welche chemische Reaktionen überhaupt in ihrer Geschwindigkeit zu beeinflussen vermögen, haben auch Bedeutung für die Geschwindigkeit der hier betrachteten beiden Teilvorgänge. In erster Linie sind zu nennen:

a) die Temperatur des explosiven Systems;
b) der Druck, unter dem es sich befindet;
c) Katalysatoren und ähnlich wirkende Substanzen.

1. Geschwindigkeit der Auslösung explosiver Vorgänge.

34. Die Geschwindigkeiten, um die es sich bei Explosionsvorgängen handelt, sind recht ansehnliche und daher nur schwierig messend zu verfolgen. Während aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit solcher Erscheinungen dennoch in vielen Fällen ermittelt werden konnte, liegen für die Geschwindigkeit der Auslösung unter den Bedingungen einer Explosion, also bei rasch anwachsenden, hohe Grade erreichenden Temperaturen und Drucken, keine zahlenmäßigen Angaben vor. Der bisher in dieser Richtung gewonnene Einblick beschränkt sich fast ausschließlich auf solche Auslösungsvorgänge, die bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen und Drucken mit entsprechend geringen Geschwindigkeiten vonstatten gehen. Inwieweit hierdurch ein Anhalt zur Beurteilung der Geschwindigkeit der Auslösung bei der explosiven Umsetzung gegeben ist, muß dahingestellt bleiben; schon die oben (Ziffer 23) angeführten Erfahrungen mit Ammoniumnitrat lehren ja, daß unter abweichenden Bedingungen auch eine ungleiche Art der Zersetzung zustande kommen kann.

a) Einfluß der Temperatur.

35. Alle älteren Untersuchungen über den Einfluß der Temperatur auf den Explosionsvorgang, insbesondere die Vereinigungsgeschwindigkeit explosibler Gasgemische, beschränken sich darauf, denjenigen Temperaturgrad möglichst genau zu ermitteln, bei welchem die Reaktion unter Knall- oder Flammenerscheinung vor sich geht. E. MALLARD und H. LE CHATELIER[1] bedienten sich zu solchen Versuchen hoch erhitzter Porzellanrohre, welche abwechselnd als Explosionskammer und als Thermometer funktionierten. Durch einen Dreiweghahn konnte das Rohr einerseits mit einer Luftpumpe, andrerseits mit den Vorratsbehältern für Luft oder das zu untersuchende Gasgemenge in Verbindung gesetzt werden. Um die Temperatur des Rohres in jedem einzelnen Falle zu bestimmen, wurde es leer gepumpt und dann mit Luft gefüllt, deren Volum man maß; hieraus ließ sich die in Frage kommende Temperatur berechnen. Nachdem dies geschehen, wurde das Rohr wieder leergepumpt, mit dem zu prüfenden Gasgemenge gefüllt und festgestellt, ob bei der betreffenden Temperatur die Explosion eintrat oder nicht. Ersteres erkannte man sowohl an dem Geräusch wie auch an der Volumänderung, welche die meisten Gasgemenge nach der Vereinigung erfahren. Bemerkenswert war das Ergebnis, daß die Temperatur der Verpuffung und somit auch die Reaktionsgeschwindigkeit nicht wesentlich verändert wird durch die Beimengung fremder, an der Reaktion nicht beteiligter Gase (Tab. 7).

1 E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Annales des Mines [8] 4, 274; 1883.

Tab. 7. Verpuffungstemperaturen von Knallgasmischungen.

	Gasgemisch	Verpuffungstemperatur °C.
Wasserstoff-Knallgas	$2H_2 + O_2$	550—570
	$H_2 + 2O_2$	530
	$10H_2 + O_2 + 4N_2$	530—570
	$5H_2 + 2O_2 + 8N_2$	550
	$2H_2 + O_2 + 3CO_2$	560—590
Kohlenoxyd-Knallgas	$5CO + O_2$	630—650
	$2CO + O_2$	650
	$CO + 2O_2$	650—660
	$5CO + 2O_2 + 8N_2$	650—660
	$2CO + O_2 + 3CO_2$	700—715

36. Vorstehend beschriebene Versuchsanordnung rechnet nicht mit der Möglichkeit, daß die gemessenen Reaktionsgeschwindigkeiten beziehungsweise Verpuffungstemperaturen nicht allein von der Temperaturhöhe des Ofens abhingen, sondern vielleicht auch noch anderen reaktionsbeschleunigenden Einflüssen, in erster Linie katalytischen infolge Berührung mit den Wänden des heißen Porzellanrohres unterliegen konnten. K. G. FALK[1] wiederholte daher diese Versuche unter Bedingungen, die den Einfluß der Temperatur möglichst befreit von solchen Einflüssen, zum Ausdruck bringen sollten. Wird ein entzündliches Gasgemisch komprimiert, so steigt nach den Gasgesetzen (siehe weiter unten) die Temperatur desselben; dadurch aber wird die Reaktionsgeschwindigkeit erhöht, und von dem Augenblicke an, in welchem die durch die Reaktion entwickelte Wärme die Ausstrahlung überwiegt, ist die Hauptbedingung für eine Vereinigung unter Explosionserscheinung erfüllt. Unter der Voraussetzung sehr rascher, möglichst adiabatischer Kompression läßt sich die Temperatur des Gasgemisches aus der Größe der Kompression errechnen, und so liefert die Messung der zur explosiven Vereinigung erforderlichen Kompression zugleich die für diesen Vorgang charakteristische Temperaturkonstante. Das Gasgemenge befand sich in einer Reihe von Versuchen in Stahlzylindern verschiedener Größe mit luftdicht schließenden Stempeln. Temperatur T und Druck p im Augenblicke der Verpuffung wurden nach dem bekannten Gesetze für adiabatische Kompression

$$\frac{T}{T'} = \left(\frac{p}{p'}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

berechnet, worin T' und p' Anfangstemperatur und Anfangsdruck, $k = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volum bedeuten. Für die zur Verpuffung benötigten Drucke und die daraus abgeleiteten Verpuffungstemperaturen wurden bei Anwendung von Wasserstoff-Sauerstoffgemischen folgende Zahlen gewonnen:

Tab. 8. Verpuffungstemperaturen von Knallgasmischungen.

Gemisch	Druck bei der Verpuffung Atm.	Verpuffungstemperatur °C
$4H_2 + O_2$	48,2	620
$2H_2 + O_2$	36,9	546
$H_2 + O_2$	31,8	523
$H_2 + 2O_2$	33,5	535
$H_2 + 4O_2$	39,8	576

[1] K. G. FALK, Journ. Amer. Chem. Soc. **28**, 1517; 1906. Annalen Phys. [4] **24**, 450; 1907. Vergl. auch L. BRADSHAW, Zeitschr. f. physik. Chem. **61**, 376; 1907.

Wie ersichtlich, stimmen diese Zahlen mit den von E. MALLARD und H. LE CHATELIER (Ziffer 35) gewonnenen aufs beste überein.

Aus den Änderungen, welche diese Verpuffungstemperaturen durch Hinzufügen indifferenter Gase erfahren, wurde versucht einen Schluß zu ziehen auf die zugrunde liegenden verschiedenen Reaktionsgeschwindigkeiten und daraus weiter der Geschwindigkeitskoeffizient für eine Temperatursteigerung von 10° C berechnet. Es ergab sich für die Reaktion zwischen Wasserstoff nnd Sauerstoff ein Temperaturkoeffizient von 1,31 bei Reaktionstemperaturen von etwa 530° C und 1,13 bei etwa 630°C. Gleicher Größenordnung waren die berechneten Temperaturkoeffizienten für die Reaktion zwischen Kohlenoxyd und Sauerstoff (vergl. Ziffer 41).

37. Den Umstand, daß das Gemenge $H_2 + O_2$ (nicht aber wie wohl zu erwarten $2H_2 + O_2$) am leichtesten verpufft, erklärt K. G. FALK aus einer primären Bildung von Wasserstoffsuperoxyd[1]. Sieht man von den tiefer liegenden, zunächst nicht näher bekannten Ursachen derartiger Anomalien ab, dann handelt es sich ganz allgemein um eine ungleiche Geschwindigkeit der Auslösung der explosiven Umwandlung, der zufolge am leichtesten diejenige Gasmischung verpufft, welche die größte Auslösungsgeschwindigkeit besitzt, während eine geringe Auslösungsgeschwindigkeit eine viel stärkere adiabatische Kompression notwendig macht, sich also in einer scheinbar weit höheren Verpuffungstemperatur ausspricht. Eine solche Verzögerung der Verpuffung ist besonders für Methan-Luftgemische charakteristisch. Nach den Untersuchungen von E. MALLARD und H. LE CHATELIER[2] brauchte ein Methan-Luftgemisch, welches durch ein Porzellanrohr von 650—660°C, wobei Gemische von Wasserstoff oder Kohlenoxyd mit Luft augenblicklich verpuffen, hindurchgeleitet wurde, etwa 10 Sekunden zur Entflammung. Diese Zeit wurde naturgemäß kürzer mit steigender Temperatur; aber erst bei 1000°C war die Entzündung des Methans eine augenblickliche. Äthan verhält sich bezüglich des Phänomens der Reaktionsverzögerung ähnlich wie Methan, doch nicht so ausgeprägt, und wäre aus dieser Abstufung bei den beiden ersten Gliedern der entsprechenden homologen Reihe ein Schluß gestattet, so könnte man sagen, daß die Verpuffungsverzögerung mit steigender Zahl der Kohlenstoffatome im Molekül abnimmt.[3] Von diesem Gesichtspunkte aus wären Methan-Luftgemische nicht ohne weiteres ersetzbar durch Benzin-Luftgemische, was bei der Prüfung von Sicherheitssprengstoffen auf Schlagwetterzündfähigkeit Berücksichtigung verdient (Ziffer 161).

38. Unter den starren explosiblen Systemen für welche die Wahrscheinlichkeit besteht, daß, sofern nur die allmähliche Umwandlung ausführbar ist, ihre Umwandlungsprodukte hierbei dieselben sein werden, wie bei einer Explosion, sind zu nennen: Chlorstickstoff, Schwefelstickstoff und Silberoxalat. Erstere Verbindungen zerfallen glatt in Stickstoff und Chlor beziehungsweise Stickstoff und Schwefel, letztere in Silber und Kohlendioxyd. In der Regel sind aber die Umwandlungsprodukte der Explosivstoffe bei langsamer Zersetzung andere als die aus einer Explosion hervorgehenden (Ziffer 23).

39. Eine allmähliche Zerlegung von Chlorstickstoff in die Elemente unter dem Einflusse einer konstanten höheren Temperatur mit Messung der Reaktionsgeschwindigkeit hat J. H. VAN'T HOFF[4] ausgeführt. Die Verbindung wurde im Dunkeln unter Wasser zersetzt und der entbundene Stickstoff in bestimmten Zeit-

---

1 Vergl. auch W. A. BONE, J. DRUGMAN, G. W. ANDREW, Journ. Soc. Chem. Ind. 1906, 526, 1209. W. A. BONE, Chem. News **97**, 196, 212; 1908. — 2 E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Annales des Mines [8] **4**, 293; 1883. — 3 F. RICHARDT, Zeitschr. anorg. Chem. **38**, 90; 1904. Vergl. auch E. HAUSER, Chemikerzeitung 1907, 1004. C. ENGLER und E. WEISSBERG, Kritische Studien über die Vorgänge der Autoxydation 1904, 81. — 4 J. H. VAN'T HOFF, Etudes de dynamique chimique 1884, 32.

abschnitten gemessen. Die auf bekannte Weise berechnete Reaktionsgeschwindigkeitskonstante

$$k = \frac{1}{\text{Zeit}} \log \frac{\text{ursprüngliche Menge}}{\text{übriggebliebene Menge}}$$

zeigte sich befriedigend konstant.

40. C. HOITSEMA[1] war bemüht, die Geschwindigkeitskonstante k für verschiedene Temperaturen zu ermitteln und es gelang ihm auch an Silberoxalat und Schwefelstickstoff, den Einfluß der Temperatur auf die Zerfallgeschwindigkeit genauer zu verfolgen. Er bediente sich hierbei folgender Vorrichtung:

Ein kleines Kölbchen von etwa 3 cbcm Inhalt mit Seitenröhrchen nebst trichterförmigem Hals war an eine Kapillare angeschmolzen, welche knieförmig umgebogen wurde und auf einige Entfernung zu einem Dreiweghahn führte. Durch

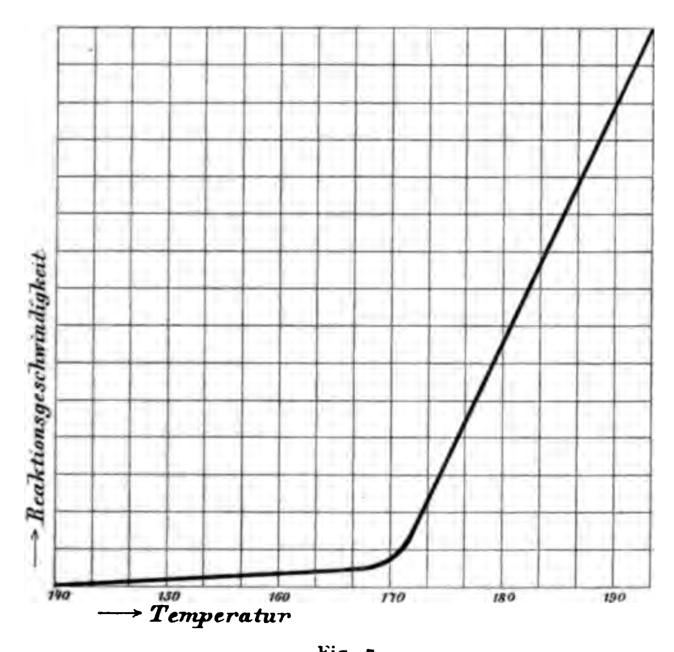


Fig. 7.
Beziehung zwischen Temperatur und Zerfallgeschwindigkeit von Explosivstoffen.

diesen Dreiweghahn konnte die Verbindung entweder mit einem offenen Quecksilbermanometer oder mit einer Quecksilberluftpumpe hergestellt werden. Zuvor waren sowohl Barometerröhre und Kapillare wie auch das Kölbchen bis zu einer auf dem Seitenröhrchen angebrachten Marke ausgemessen. Nach Einführung der explosiblen Substanz in das Kölbchen, wurde das Seitenröhrchen bis zu der genannten Marke zugeschmolzen. Der Apparat wurde vor und nach der Beschickung gewogen, dann luftleer gepumpt und hierauf das Kölbchen in ein erwärmtes Glycerinbad eingesenkt, in welchem ein Rührwerk für konstante Temperatur sorgte. Die Zersetzung des Explosivstoffes findet bei dieser Einrichtung nicht unter konstantem Drucke statt, da letzterer in dem Maße ansteigt als Gase gebildet werden; doch scheint dieser Umstand das Ergebnis nicht wesentlich beeinflußt zu haben. Fig. 7 gibt eine graphische Darstellung des Reaktionsverlaufes bei verschiedenen Temperaturen. Bemerkenswert an dieser Kurve ist ihre starke Richtungsänderung bei der Temperatur von etwa 170°, eine Tatsache, die sich als einfache Folgerung aus

1 C. HOITSEMA, Ztschr. phys. Chem. **21**, 137; 1896.

dem oben (Ziffer 25) erwähnten allgemeinen Merkmal der Explosivstoffe, nämlich dem überaus raschen Ansteigen ihrer Zerfallgeschwindigkeit mit steigender Temperatur, ableiten läßt. Bei gewissen, ziemlich genau abgrenzbaren Temperaturen, die für die verschiedenen Explosivstoffe nicht gleich hoch liegen, aber auch nicht beträchtlich von einander abweichen, kommt es zur Verpuffung, und solche Verpuffungstemperaturen werden in der Sprengtechnik als leicht nachzuprüfende Kennzeichen für die einzelnen Sprengstoffe angesehen.[1]

Man ist übereingekommen, als Verpuffungstemperatur eines Explosivstoffes diejenige Tempertur zu bezeichnen, bei welcher gemäß nachfolgender Versuchsanordnung[2] Verpuffung eintritt. 0,1 g des zu prüfenden Sprengstoffes werden in einem starkwandigen, leicht verkorkten Reagensglase in ein zuvor auf genau 100° C erhitztes Ölbad gebracht. Vermittelst eines auf- und abbewegten Rührers wird die Temperatur des Bades gleichförmig gehalten. Man erhitzt langsam und regelmäßig derart weiter, daß die Temperatur um 5° C pro Minute steigt und setzt dies solange fort, bis Verpuffung der Probe erfolgt. Dann notiert man die Temperatur.

Tabelle 9. Verpuffungstemperaturen einiger Explosivstoffe.

Lfnde. Nr.	Bezeichnung des Explosivstoffes	Verpuffungstemperatur °C
1	Schießwolle (13 % Stickstoff)	183—186
2	Kollodiumwolle (12 % Stickstoff)	186—190
3	Schießwollpulver, gelatiniert, feines Korn	173—176
4	Schießwollpulver, gelatiniert, grobes Korn	168—172
5	Nitroglyzerin	160—220
6	Sprenggelatine (7 % Kollodiumwolle)	180—200
7	Nitroglyzerinpulver (40 % Nitroglyzerin)	170—180
8	Dynamit (75 % Nitroglyzerin)	180—200
9	Pikrinsäure	bis 225 keine Verp.
10	Nitromannit	160—170
11	Nitrostärke	170—175
12	Knallquecksilber	160—165
13	Schwarzpulver	bis 225 keine Verp.
14	Ammonsalpetersprenstoff (Roburit I)	bis 225 keine Verp.

Auf diese Weise wurden die in Tabelle 9 vermerkten Verpuffungstemperaturen erhalten. Vielleicht wird man die angegebenen Zahlen für Substanzen von der Natur der Explosivstoffe unerwartet hoch finden und namentlich für Nitroglyzerin wenig im Einklange mit der leichten Zersetzlichkeit dieses Stoffes. In der Tat ist das Ergebnis der Verpuffungsprobe getrübt durch die Flüchtigkeit des Nitroglyzerins, wodurch es sich der Berührung mit der Wandung des erhitzten Reagensrohres immer von neuem entzieht. Ferner ist zu bemerken, daß nur ordnungsmäßig hergestellte, haltbare Explosivstoffe so hohe Verpuffungstemperaturen besitzen. Schlecht gewaschene Schießwolle zum Beispiel kann schon bei 120° C und noch tiefer liegenden Temperaturen verpuffen. Man hat demnach in der Bestimmung der Verpuffungstemperatur zugleich ein Mittel, um den Zustand eines Explosivstoffes zu erkennen und zu überwachen.

41. Die unter gewöhnlichem Drucke und bei mäßigen Temperaturen langsam erfolgende Zersetzung der Nitrozellulose, die im Hinblick auf die Frage

[1] Vergl. W. WALKE, Dinglers polyt. Journ. **282**, 63; 1891. L. LEYGUE und P. CHAMPION, Compt. rend. **73**, 1478; 1871. PH. HESS, Dinglers Polyt. Journ. **218**, 227; 1875. C. E. MUNROE, Zeitschr. angew. Chem. **3**, 272; 1890. — [2] Die Verpuffungstemperatur hängt natürlich sehr von der Versuchsanordnung ab und diese muß daher bei Vergleichsbestimmungen streng gleich gehalten werden.

der Haltbarkeit von Nitrozellulose namentlich von W. WILL[1] untersucht worden ist, unterscheidet sich von der explosiv verlaufenden Umwandlung unter anderem dadurch, daß sie nicht allein gasförmige, flüchtige, sondern auch feste Produkte in Gestalt eines stickstoffhaltigen Rückstandes bildet. Hier kann man also im Zweifel sein über die Tragweite der aufgedeckten Beziehungen hinsichtlich der Zersetzungsgeschwindigkeit von Nitrozellulose unter abweichenden Auslösungsbedingungen. W. WILL erhitzte 2,5 g der bei 40° C getrockneten Nitrozellulose auf 135° C und leitete die flüchtigen, stickstoffhaltigen Spaltungsprodukte in dem Maße, als sie sich bildeten, mit Hilfe eines Kohlensäurestromes über glühendes Kupfer. Die abgespaltenen Stickstoffoxyde verwandelten sich vollständig in Stickstoff, welchen man über Natronlauge auffing und dessen Volumzuwachs in der Zeiteinheit — $^1/_4$ Stunde — man bestimmte. Vor jedem derartigen Versuche wurde der Gehalt der Kohlensäure an Verunreinigungen (Luftstickstoff, Ammoniak usw.) ermittelt und in Abzug gebracht. Das hiernach korrigierte Gasvolum rechnete man unter Berücksichtigung seiner Temperatur und des beobachteten Barometerstandes in mg Stickstoff um.

Wie aus den mitgeteilten Kurvenbildern (Ziffer 208, Fig. 43) ersichtlich ist, handelt es sich bei der allmählichen Zersetzung der Nitrozellulose um eine Reaktion, welche eine stete Beschleunigung durch die bei dem Vorgange selbst entstehenden Reaktionsprodukte, darunter namentlich Stickstoffoxyde,[2] erfährt. Nur stabile Nitrozellulosen, und diese auch nur im Anfangsteile ihrer Zersetzung verwirklichen annähernd die Beziehung, wonach die im Zeitelement abgespaltene Stickstoffmenge der jeweil vorhandenen Menge unzersetzter Nitrozellulose proportional ist. Tatsächlich waren, bei Anwendung stabiler Nitrozellulosen, die in gleichen Zeiten während einer längeren Versuchsdauer abgegebenen Stickstoffmengen gleich und zwar für jede Nitrierungsstufe der Zellulose charakteristisch. Auch für verschiedene Temperaturen erwies sich diese Zersetzungsgeschwindigkeit als konstant, so daß unter Benutzung der allgemeinen Gleichung, welche die Beziehung zwischen Temperatur t und Geschwindigkeit k einer Reaktion angibt[3]

$$\log k = a + b\,t$$

(a und b sind Konstanten) der Zuwachs an Geschwindigkeit für ein bestimmtes Temperaturintervall errechnet werden konnte. Es ergab sich eine Verdoppelung der Zersetzungsgeschwindigkeit schon für je 5° C, entsprechend einer Vervierfachung für 10° C, also ein überaus schnelles Anwachsen der Geschwindigkeit mit der Temperatur, wie sie für stark exotherme Reaktionen und daher für Explosivstoffe wohl überhaupt kennzeichnend ist (Ziffer 25).

42. Der Reaktionsverlauf bei allmählicher Zersetzung von Nitrozellulose wurde auch von A. MITTASCH[4] studiert und zwar mit der Abänderung der Versuchsanordnung, daß die entbundenen Gase und Dämpfe nicht fortgeführt wurden, wodurch eine wesentliche Komplikation der Verhältnisse zustande kam. Spezielle Beobachtungen über den beschleunigenden Einfluß der Temperatur lagen nicht im Plane der Untersuchung.

b) Einfluß des Druckes.

43. Sowohl allgemeine Erfahrungen der Sprengtechnik wie auch experimentelle Untersuchungen, unter anderem von M. BERTHELOT und P. VIEILLE[5]

---

[1] W. WILL, Zeitschr. angew. Chem. 1901, 743, 774. Mittlg. Zentralst. Neubabelsberg 1900, Heft 2; 1902, Heft 3. Vergl. auch BERGMANN und JUNK, Zeitschr. f. angew. Chem. **1904**, 982, 1018. P. OBERMÜLLER, Mitth. Berl. Bezirksver. Deutscher Chemiker **1904**, Heft 2. — [2] R. ROBERTSON und S. NAPPER, Journ. Chem. Soc. London **91**, 764; 1907. Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 393; 1907. — [3] J. VAN'T HOFF, Vorl. über theor. und phys. Chem. 1898 I, 224. — [4] A. MITTASCH, Ztschr. angew. Chem. 1903, 929. O. W. WILLCOX, ebenda 1908, 1407. Vergl. auch A. SAPOSCHNIKOFF und W. YAGELLOWITSCH, Journ. russ. phys.-chem. Ges. **37**, 822. — [5] M. BERTHELOT und P. VIEILLE Compt. rend. **123**, 523, 1896.

an komprimiertem Acetylen, lassen kaum einen Zweifel darüber, daß Druckzunahme auf die Geschwindigkeit der Auslösung explosiver Vorgänge beschleunigend wirkt. Wenn dessenungeachtet eine Reihe von Beobachtungen vorliegen, die gerade das Entgegengesetzte zu ergeben scheinen, nämlich Reaktionsbeschleunigung bei Druckverminderung, so darf man annehmen, daß es sich bei dem hier in Frage kommenden Tatsachenmaterial[1] nicht um Einflüsse des Druckes allein gehandelt hat. Dies wird besonders wahrscheinlich gegenüber den Untersuchungen von E. MITSCHERLICH[2] an Knallgas. Man weiß jetzt, daß die Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser unter Umständen ein sehr verwickelter Vorgang ist, bei dem nicht nur Temperatur und Druck sondern vor allem auch Kontaktwirkungen, vorzugsweise seitens der Gefäßwand, ins Spiel kommen.

44. E. MITSCHERLICH untersuchte, ob der Druck, welcher auf dem Gasgemenge $2H^2 + O^2$ lastet, von Einfluß sei auf die von ihm gemessene Verpuffungstemperatur, das heißt auf diejenige Temperatur, bei welcher die Vereinigung explosionsartig vor sich geht. Die Versuche wurden sowohl unter vermindertem Druck wie mit komprimiertem Gase ausgeführt; im letzteren Falle führten sie aber nicht zu ausgewerteten Daten. Um die Gasverdünnung zu erzielen, wurde an das Ende des gläsernen Verbrennungsgefäßes vermittelst eines T-förmigen Rohres eine Quecksilberluftpumpe befestigt. Zur Vermeidung des Übergreifens der Explosion auf empfindlichere Teile der Apparatur war der Schenkel, welcher mit dem Verbrennungsapparate in Verbindung stand, mit einem Asbestpfropfen versehen. Mit dem noch freien Schenkel dieses T-förmigen Rohres stand weiter in Verbindung ein in Quecksilber tauchendes, über 760 mm langes Glasrohr, an dem man die durch die Luftpumpe bewirkte Verdünnung ablesen konnte. Eine stattgehabte Explosion wurde durch die im Barometerrohre entstandene Schwankung sowie meist durch die Lichtentwicklung erkannt und unmittelbar darauf die Temperatur am Thermometer bestimmt. Das explosible Gasgemenge befand sich entweder in engen zylindrischen Glasrohren oder in Kugelröhren von verschiedenem Durchmesser ihrer kugelförmigen Erweiterung. Unter diesen verschiedenen Versuchsbedingungen waren die Verpuffungstemperaturen auch von der Größe der Kugel abhängig in dem Sinne, daß bei gegebenem Drucke das Knallgas in engen Kugeln bei höherer Temperatur zur Explosion kam als in weiteren. Zwischen Verpuffungstemperatur und Druck ergab sich die Gesetzmäßigkeit, daß innerhalb der untersuchten Grenzdrucke von 760 mm bis hinunter zu 300 mm die Verpuffungstemperatur des Knallgases annähernd proportional fiel mit der Abnahme des auf dem Gasgemenge lastenden Druckes. Mit steigendem Drucke, aber gleichbleibender Temperatur verringerte sich demnach die Geschwindigkeit der Reaktion

$$2H^2 + O^2 \rightarrow 2H^2O,$$

und es war eine entsprechende Temperaturerhöhung erforderlich, damit der explosive Vorgang Platz greifen konnte.

Tabelle 10.

Einfluß von Druck auf die Verpuffungstemperatur von $2H_2 + O_2$.

Durchmesser der Kugel mm	Druck 375 mm	Druck 750 mm
	Verpuffungstemperatur °C	
14,6	545	620
10,6	580	650
4,7	595	665

[1] Vergl. auch J. HELIER, Compt. rend. **122**, 566, 1896. — [2] E. MITSCHERLICH, Ber. Chem. Ges. **26**, 400, 1893.

45. Im Anschluß an diese MITSCHERLICHschen Beobachtungen über eine Reaktionsbeschleunigung bei Druckverminderung wäre zu erwähnen, daß in Mischung mit Sauerstoff auch einige Wasserstoffverbindungen und zwar die des Phosphors,[1] Siliciums[2] und Antimons[3] ein Sinken der zur Entzündung erforderlichen Temperatur mit abnehmendem Drucke haben erkennen lassen, zum Teil in dem Grade, daß bei rascher Ausdehnung des Gasgemenges Explosion eintrat. In all diesen Fällen konnte wahrscheinlich gemacht werden, daß wiewohl die Verdünnung, beispielsweise bei dem Gemenge Phosphorwasserstoff-Sauerstoff, Explosion herbeiführt, dennoch dieser Vorgang nicht so gedeutet werden könne, daß die Verdünnung selbst eine Reaktionsbeschleunigung veranlasse.[4] Ungeachtet sorgfältig festgelegter Versuchsbedingungen, insbesondere in bezug auf Druck und Temperatur, war die Geschwindigkeit der Reaktion:

$$2PH_3 + 3O_2 = HPO_2 + H_3PO_3 + H_2O$$

eine überaus wechselnde. Auffallend war namentlich, daß dem Eintritte der Verpuffung nicht in allen Fällen eine stark ausgeprägte Beschleunigung der Umsetzung voraufging, daß vielmehr ebensowohl große Reaktionsgeschwindigkeit ohne Verpuffung wie auch kleine Geschwindigkeit mit Verpuffung statthaben konnten. Die nähere Untersuchung des Reaktionsmechanismus ergab, daß vermutlich auch hier Katalysatoren im Spiele sind. Zum Beispiel war Feuchtigkeit wenigstens einer der Faktoren, indem schon Spuren davon die Umwandlung bei großer Verdünnung hemmten.

46. In den vorgenannten Fällen handelte es sich um Auslösungsvorgänge unter Drucken, welche 1 Atm. nicht überschreiten. Soweit die in Frage kommende Beziehung auch bei höheren Drucken untersucht wurde, darf man als festgestellt ansehen, daß Druckerhöhung nicht verzögernd, sondern beschleunigend auf die zur Explosion führende Umsetzung wirkt. So konnte gasförmiges Azetylen durch einfaches Erhitzen unter gewöhnlichem Druck nicht zur Explosion gebracht werden, wohl aber dann, als der Druck auf das Doppelte oder Dreifache erhöht wurde.[5] Daß solche, anscheinend nebensächliche Bedingungen für die Auslösung von Explosionsvorgängen technische Bedeutung gewinnen können, haben Vorkommnisse mit Azetylen gelehrt. Als das Azetylen als Beleuchtungsmittel aufkam, versuchte man zunächst seine Aufspeicherung im komprimierten Zustande, ohne die Gefahr zu kennen, welche das verdichtete Gas darbot. Die immer häufiger auftretenden Explosionsunfälle veranlaßten schließlich eine Untersuchung der Angelegenheit.

M. BERTHELOT und P. VIEILLE,[6] welche diese Arbeit ausführten, versuchten die Grenzwerte der Drucke zu ermitteln, von welchen ab die Geschwindigkeit der Auslösung so groß wird, daß Azetylen explosiv zerfällt. Die Entzündung wurde sowohl durch einen glühenden Platinfaden als auch durch Knallquecksilber bewirkt. Um zugleich den Einfluß einer Abkühlung seitens der Gefäßwand festzustellen, wurde einerseits mit Gasmassen, welche in Gefäßen von 4 bis 25 l Inhalt eingeschlossen waren, deren Durchmesser fast ihrer Höhe gleich kam, andererseits mit Metallröhren von 22 mm Durchmesser und 3 m Länge gearbeitet. Bei den Versuchen der ersteren Reihe ergab sich, daß ein bestimmter, charakteristischer Druck, unterhalb dessen keine explosive Auslösung stattfindet, oberhalb dessen eine solche sicher ist, nicht angegeben werden könne; der Übergang erfolgte vielmehr stetig. Für die zweite Versuchsreihe mit Metall-

---

1 HOUTON DE LABILLARDIÈRE, Ann. de Chim et Phys. [2] **6**, 304, 1817. Vergl. auch J. VAN'T HOFF, Etudes de dynamique chimique 1884, 60. — 2 C. FRIEDEL und A. LADENBURG, Ann. de Chim. et Phys. [4] **23**, 430, 1871. — 3 A. STOCK und O. GUTTMANN, Ber. Chem. Ges. **37**, 889, 1904. — 4 H. J. VAN DE STADT, Zeitschr. phys. Chem. **12**, 322; 1893. W. P. JORISSEN, Zeitschr. phys. Chem. **21**, 304; 1896. Vergl. auch T. E. THORPE und J. W. RODGER, Journ. Chem. Soc. **55**, 306; 1889. — 5 M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Compt. rend. **124**, 1000; 1897. — 6 M. BERTHELOT u. P. VIEILLE, Compt. rend. **124**, 1000; 1897.

röhren war der Druck offenbar zu niedrig gewählt worden, indem in keinem Falle ein explosiver Zerfall des Azetylens beobachtet werden konnte.

c) Katalytische Einflüsse.

47. Ein Gemenge gleicher Volumina Chlor und Wasserstoff (Chlorknallgas) vermag bekanntlich unter Explosion zu Salzsäuregas zusammenzutreten, wenn es von chemisch wirksamen Strahlen getroffen wird. R. BUNSEN und H. ROSCOE,[1] welche diesen Vorgang näher untersuchten, bemerkten unter anderem, daß schon Spuren beigemischter Luft imstande sind, die Lichtempfindlichkeit des Chlorknallgases in hohem Grade herabzusetzen, und sie vermuteten bereits das Wesen dieser Erscheinung in einer Verzögerung der Geschwindigkeit der Reaktion

$$Cl_2 + H_2 \rightarrow 2\,HCl$$

durch das an der Umwandlung nicht beteiligte Gas.

Eine ähnliche Beobachtung machte H. DIXON,[2] indem er feststellte, daß feuchtes Kohlenoxydknallgas leichter explodiert als getrocknetes (Ziffer 30). Hier ist es die anwesende Feuchtigkeit, welche einen spezifischen Einfluß geltend macht, der sich im vorliegenden Falle in einer Beschleunigung der Vereinigungsgeschwindigkeit von Kohlenoxyd und Wasserstoff zu erkennen gibt.

48. Als das Gemeinsame derartiger Vorgänge erkennt man die Tatsache, daß zuweilen schon minimale Mengen einer fremden Substanz die Geschwindigkeit einer Reaktion sehr wesentlich zu ändern, sei es zu erhöhen, sei es zu vermindern vermögen. A. F. GIRVAN[3] hat die Spur Wasser, welche mindestens zugegen sein muß, damit eine Entzündung von Kohlenoxyd und Sauerstoff durch den elektrischen Funken herbeigeführt werde, quantitativ zu ermitteln gesucht und gefunden, daß bei gewöhnlicher Temperatur eine Entzündung des Gemisches noch eben stattfindet, wenn auf 24000 Mol. Gas 1 Mol. Wasserdampf kommt. Beiläufig bemerkt, führte A. F. GIRVAN diesen Nachweis derart, daß er das zunächst feucht gemachte Gasgemenge auf sehr niedrige Temperaturen abkühlte, wobei das Wasser fast gänzlich durch Gefrieren ausgeschieden wurde. Die bei einer Abkühlung auf -51^0 C noch verbleibende Wasserdampfmenge, entsprechend einem Dampfdrucke von nur 0,03 mm, genügte eben noch, um das Gasgemenge explosionsfähig bei Zimmertemperatur zu machen.

49. Auf die unerwartet große Bedeutung katalytischer Einflüsse für die Auslösung explosiver Vorgänge ist man hauptsächlich durch die Untersuchungen J. VAN'T HOFF'S[4] und später von VIKTOR MEYER und seinen Mitarbeitern über die Umwandlungsgeschwindigkeit des Knallgases aufmerksam geworden. E. MALLARD und H. LE CHATELIER[5] hatten als die Entzündungstemperatur des Knallgases etwa 550^0 angenommen (Ziffer 35). Indem V. MEYER und A. MÜNCH[6] diese Temperatur genauer festzustellen suchten und in solcher Absicht mit besonderer Sorgfalt arbeiteten, so z. B. um der Temperatur ganz sicher zu sein, das Explosionsgefäß

---

[1] R. BUNSEN und H. ROSCOE, Poggendorfs Ann. Phys. Chem. **100**, 43, 481, 1857; **101** 255, 1857; **108**, 193, 1859. Vergl. auch E. PRINGSHEIM, Wied. Ann. **32**, 384; 1887. R. LUTHER und E. GOLDBERG, Zeitschr. phys. Chemie **56**, 43, 1906. M. WILDERMANN, Zeitschr. phys Chemie **42**, 257, 1903. H. DIXON, Journ. Soc. Chem. Ind. **25**, 145, 1906. C. H. BURGESS und D. L. CHAPMAN, Proc. Chem. Soc. **22**, 37, 1906. G. DYSON und A. HARDEN, Journ. Chem. Soc. **83**, 201, 1903. J. W. MELLOR, Journ. Chem. Soc. **79**, 225, 1901; **81**, 1288, 1902. R. LUTHER, Zeitschr. phys. Chemie **30**, 628, 1899. H. SIRK, Zeitschr. phys. Chem. **61**, 545, 1908. M. PIER, ebenda **62**, 385 (1908). D. AMATO, Chem. Zentralbl. 1885, 899. W. P. JORISSEN und W. E. RINGER (Einfluß von Radium) Ber. **39**, 2093; 1906. — [2] H. DIXON, Phil. Trans. **175**, 640, 1884; vergl. auch H. B. BAKER, Phil. Trans. **179**, 581, 1888; Proc. Chem. Soc. **18**, 40, 1902. — [3] A. F. GIRVAN, Proc. Chem. Soc. **19**, 236, 1903. — [4] J. VAN'T HOFF, Etudes de dynamique chimique 1884, 58. — [5] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Ann. des Mines [8] **4**, 274, 1883. — [6] V. MEYER und A. MÜNCH, Ber. Chem. Ges. **26**, 2421, 1893. Vergl. auch A. KRAUSE und V. MEYER, Lieb. Ann. **264**, 85, 1891. P. ASKENASY und V. MEYER, Lieb. Ann. **269**, 49, 1892. F. FREYER und V. MEYER, Ber. Chem. Ges. **25**, 622, 1892.

in die Kugel des (Luft-) Thermometers hineinsetzten, zeigte sich, wie schon vorher J. VAN'T HOFF festgestellt hatte, daß Material und Oberflächenbeschaffenheit der Gefäßwandung einen unter Umständen weit größeren Einfluß als die Temperatur auf die Geschwindigkeit der Umwandlung

$$2\,H_2 + O_2 \rightarrow 2\,H_2O$$

ausübten, derart, daß der zeitliche Verlauf der Reaktion zuweilen als ein völlig regelloser erschien. Von zwei gleichartigen Glaskugeln bei gleichzeitiger Erhitzung auf dieselbe Temperatur konnte die eine 10 Prozent, die andere 100 Prozent des Knallgases in Wasser umwandeln, und als die Gefäßwand versilbert wurde, fand die Vereinigung des Knallgases schon bei Temperaturen von weniger als 200° statt, während in Glaskugeln, unter anscheinend genau gleichen Bedingungen, erst bei etwa 450° Verbindung beobachtet wurde.

50. Auch M. BODENSTEIN[1] fand gelegentlich seiner Untersuchungen über die Beziehung zwischen Temperatur und Geschwindigkeit der Knallgasreaktion, daß die Geschwindigkeitskonstante in fast nicht übersehbarer Weise von dem benutzten Gefäße beeinflußt werde. Beim Vergleich verschieden geformter Porzellanrohre stellte sich mit einiger Sicherheit heraus, daß die Geschwindigkeitskonstante k (Ziffer 39) nach der Form der Rohre sich ändert und zwar etwa proportional mit dem Verhältnis der Oberfläche der Porzellanwände zu dem Volum des betreffenden Gefäßes, ein Umstand, aus dem gefolgert werden mußte, daß die Reaktion praktisch ausschließlich an der Gefäßwand sich vollzieht, daß mithin das Porzellan stark katalytisch auf die Vereinigung der beiden Gase Wasserstoff und Sauerstoff einwirkt.[2] Bei Änderung der Temperatur oder des Druckes änderte sich auch die Geschwindigkeit des Umsetzungsvorganges; aber diese Verschiebung war unabhängig von der katalytischen Tätigkeit der Gefäßwand. Bis zu etwa 600° fand die Wasserbildung vorwiegend an letzterer statt, nur unmerklich in der Masse des Knallgases. Wurde das Gasgemisch lebhaft bewegt, dann war auch die Umsetzung eine schnellere, da den reagierenden Gasteilchen häufiger Gelegenheit gegeben wurde, mit dem Katalysator in Berührung zu kommen. Zu ganz denselben Schlüssen gelangte A. W. ROWE[3] in einer ähnlichen Untersuchung über die Geschwindigkeit der Knallgasreaktion. Bei niederen Temperaturen tritt die katalytische Wirkung als die bedeutendere in den Vordergrund; mit steigender Temperatur wächst die chemische Wirkung mehr und mehr entsprechend der Tatsache, daß der Temperaturkoeffizient eines chemischen Vorganges bedeutend größer ist als derjenige der gegenseitigen Diffusion von Gasen oder Dämpfen. Die rein chemische Reaktion des Knallgases verlief mit einer Geschwindigkeit der dritten Ordnung nach der Gleichung:

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O.$$

51. Katalytische Einflüsse scheinen auch in der Frage der Schlagwetterzündung eine bedeutsame Rolle zu spielen. Nach E. MALLARD und H. LE CHATELIER[4] beginnt die Reaktion

$$CH_4 + 2\,O_2 \rightleftarrows CO_2 + 2\,H_2O$$

bei etwa 450° mehr oder weniger lebhaft zu werden je nach der physikalischen und chemischen Beschaffenheit des Körpers, welcher mit dem Gasgemische in Berührung steht. Eine Reihe von Substanzen (siehe auch weiter unten), in erster Linie Palladiummohr, konnten diese Umwandlung derart beschleunigen, daß sie schon von 200° ab merklich wurde.

Auf Veranlassung der Preußischen Schlagwetter-Kommission[5] sind eingehende

---

[1] M. BODENSTEIN, Ztschr. f. phys. Chem. **29**, 681, 1899 und **46**, 725, 1904. — [2] Vergl. auch P. L. DULONG und P. THÉNARD, Ann. Phys. Chim. **24**, 380, 1823. — [3] A. W. ROWE, Zeitschr. phys. Chem. **59**, 41, 1907. — [4] H. LE CHATELIER, Le grisou, S. 47. — [5] A. HASSLACHER, Hauptbericht der Preuß. Schlagwetter-Kommission 1887, 74; vergl. auch H. COURIOT u. J. MEUNIER, Compt. rend. **126**, 750, 1898. PH. HESS, Mitth. Art. Geniew. **29**, 495, 1898.

Versuche über die Entzündung von Grubengas-Luftgemischen durch glühende Drähte ausgeführt worden, um daraus Schlüsse für die Frage der Konstruktion von Sicherheitslampen zu ziehen. Es hat sich dabei gezeigt, daß glühende Drähte aus Kupfer, Eisen, Silber, Platin usw. einen spezifischen Einfluß auf die Geschwindigkeit der Vereinigung von Methan und Sauerstoff ausüben. Die bis zur Entzündung des explosiblen Gasgemisches erforderliche Zeit hängt nämlich keineswegs nur von der Temperatur des glühenden Drahtes ab, auch nicht allein von seiner Leitungsfähigkeit für Wärme, sondern vor allem von seinen katalytischen Fähigkeiten.[1] Unter vergleichbaren Versuchsbedingungen zündete Eisendraht schwieriger als Kupferdraht und dieser wieder schwieriger als Platindraht. Auch Kohlenstaub,[2] Kieselguhr,[3] Magnesia,[4] Bariumoxyd[5] und ähnliche poröse, glühbeständige Stoffe sind imstande katalytisch zu wirken, die Entzündung explosibler Schlagwettergemische zu beschleunigen und in dieser Richtung den Einfluß einer lokal vorhandenen hohen Temperatur zu unterstützen. Man begreift andrerseits, daß leicht schmelzbare, aber nicht leicht flüchtige, Substanzen, welche den Katalysator einzuhüllen vermögen, dessen reaktionsbeschleunigende Wirkung aufheben. Auf solche Umstände könnte die Wirksamkeit z. B. von Kochsalz und anderen Alkalisalzen als Bestandteil einiger schlagwettersicherer Sprengstoffe[6] zurückzuführen sein (vergl. Ziffer 165).

2. Geschwindigkeit der Fortpflanzung explosiver Vorgänge.

52. Solange als man die Bedeutung des Initialimpulses für die Geschwindigkeit der Auslösung explosiver Vorgänge nicht kannte und Funken oder Flamme die einzigen Zündmittel für Explosivstoffe waren, ergaben Untersuchungen über Fortpflanzung explosiver Umwandlungen, insbesondere innerhalb der Masse eines homogenen explosiblen Systems, mäßige, zum Teil unerwartet geringe Geschwindigkeiten.

G. Piobert[7] fand für die Verbrennungsgeschwindigkeit eines Prismas aus Schwarzpulver an freier Luft nur 10—13 mm in der Sekunde, und auch die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Verbrennung von Korn zu Korn, durch Vermittelung von Luft, überschritt nicht 3,5 m in der Sekunde.

53. R. Bunsen,[8] der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Entzündungsvorganges in explosiblen Gasgemischen näher verfolgte, fand für Knallgas 34 m, für das Gemenge Kohlenoxyd und Sauerstoff nur 1 m in der Sekunde, und da bei analoger Initiierung und Arbeitsweise von verschiedenen Forschern nahezu gleiche Zahlen erhalten wurden, so betrachtete man diese Zahlen als charakteristische Konstanten des betreffenden Systems. Bunsens Versuchsanordnung bestand darin, daß er das explosible Gasgemisch aus einer feinen Öffnung mit einer Geschwindigkeit ausströmen ließ, die gerade das Zurückschlagen der Flamme des entzündeten Gasgemisches verhinderte. Die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Verbrennung in dem Gasgemisch fortzupflanzen vermag, kann unter diesen Umständen als gleich gesetzt werden der Geschwindigkeit des ausströmenden Gases. War z. B. die in der Sekunde ausströmende Gasmenge V (in cc) und der Querschnitt der Ausströmungsöffnung F (in qcm), dann errechnete sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v der Verbrennungserscheinung zu

$$v = \frac{V}{F}.$$

---

[1] P. J. Kirkby, Phil. Mag. [6] **10**, 467, 1905. E. Hauser, Chemikerztg. 1907, 1004. — [2] Glückauf 1904, 1373. Vergl. auch F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen 1905, 295. — [3] M. Bodenstein u. F. Ohmer, Zeitschr. phys. Chem. **53**, 166, 1905. — [4] M. Berthelot, Sur la force des matières explosives 1883, II, 171. — [5] M. Berthelot, Compt. rend. **125**, 271, 1897. — [6] F. Heise, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904, 114. — [7] G. Piobert, Traité d'Artillerie 1839. — [8] R. Bunsen, Gasometrische Methoden 1877, 316, 331.

54. Nach dem gleichen Prinzipe arbeiteten E. MALLARD,[1] später auch W. MICHELSON[2] und erhielten demgemäß Daten, die sich zwar mit den BUNSENschen nicht völlig decken aber derselben Größenordnung entsprechen. Das brennende Gas ist bei der vorerwähnten Versuchsanordnung von dem nicht entzündeten durch eine kegelförmige Fläche im Innern der Flamme deutlich abgegrenzt. MICHELSON photographierte die Flamme und vermochte aus dem Bilde mit größerer Schärfe den Inhalt der kegelförmigen Verbrennungsfläche abzuleiten und daraus die in der Zeiteinheit durchströmende Gasmenge zu errechnen. Er konnte den Befund von

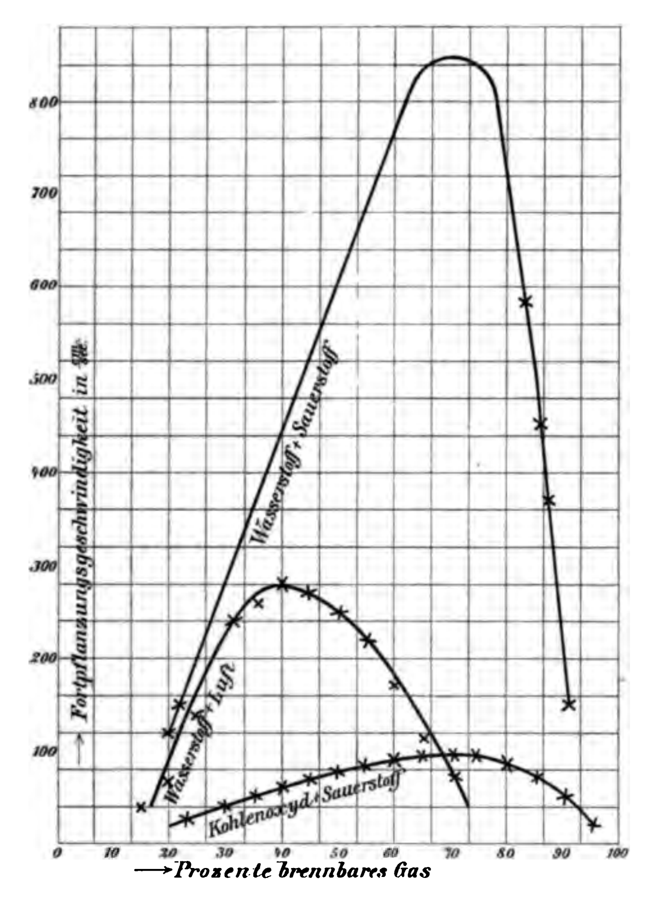


Fig. 8.
Beziehung zwischen Mischungsverhältnis und Verbrennungsgeschwindigkeit bei Gasen.

E. MALLARD bestätigen, daß Hand in Hand mit einem ungleichen Mischungsverhältnisse zweier reaktionsfähiger Gase auch eine verschiedene Verbrennungsgeschwindigkeit geht. Diese wuchs nahezu proportional dem Gehalte an brennbarem Gase bis zu einem Maximum, um von diesem ab wieder proportional abzunehmen. Das Diagramm der Beziehungen (Fig. 8) wird von zwei nahezu geraden Linien gebildet, wenn man als Ordinaten die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und als Abszissen den Prozentgehalt an brennbarem Gase wählt. Das

[1] E. MALLARD, Annales des Mines [7] **7**, 355; 1875. — [2] W. MICHELSON, Ann. Phys. Chem. N. F. **37**, 1, 1889. Vergl. auch H. MACHE, Ann. Phys. [4] **24**, 527; 1907. A. GOUY, Ann. chim. phys. [5] **18**, 27; 1879.

Maximum der Fortpflanzungsgeschwindigkeit wurde bei einem etwa 10 Volumprozente betragenden Überschusse an brennbarem Gase erreicht. Wurde dieser Überschuß größer, dann nahm die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Verbrennung wieder ab und wurde schließlich so klein, daß überhaupt keine Explosion mehr wahrgenommen werden konnte.

55. Durch diese Beziehung zwischen Verbrennungsgeschwindigkeit entzündlicher Gasgemische und dem Mengenverhältnis ihrer Komponenten erklärt sich die bekannte Tatsache, daß für jedes reaktionsfähige Gasgemenge ein bestimmter oberer und unterer Grenzwert des Mischungsverhältnisses besteht, zwischen denen Entzündungsfähigkeit wahrgenommen wird. Diese Grenzen sind bei gegebener Initiierungsweise, etwa durch elektrischen Funken, und unter gleich bleibenden Bedingungen der Anfangstemperatur, des Druckes usw. so scharfe, daß schon eine kleine Verschiebung der Mengenverhältnisse ein leicht verbrennliches Gasgemisch zu einem unverbrennlichen machen kann. R. BUNSEN[1] teilt folgende Zahlen mit:

	unverbrennlich	verbrennlich
Wasserstoff-Knallgas	8,72 Vol.-Proz.	9,66 Vol.-Proz.
Sauerstoff	91,28 „	90,34 „

Das den Sauerstoffüberschuß enthaltende Gasgemenge büßt hiernach seine Verbrennlichkeit erst ein, wenn der Knallgasgehalt auf 8,72 % herabgesunken ist, erlangt sie aber schon wieder bei einem Knallgasgehalt von 9,66 %. Für eine Reihe anderer Gase und leicht flüchtiger Substanzen wurden als Grenzwerte der Explosionsfähigkeit in Mischung mit Luft ermittelt:[2]

Tab. 11. Grenzwerte der Explosionsfähigkeit in Mischung mit Luft für einige Gase und Dämpfe.

Wasserstoff	9,5—66,5	Vol.-Proz.
Kohlenoxyd	16,5—75	„
Wassergas	12,5—66,5	„
Methan	6 —13	„
Leuchtgas	8 —19	„
Azetylen	3,5—52,5	„
Äthylen	4 —14,5	„
Äther	2,7— 7,7	„
Aceton	5 —12	„
Spiritus (96 %)	4 —13,7	„
Benzol	2,7— 6,3	„
Benzin	2,4— 4,9	„
Pentan	2,5— 4,8	„

56. Selbstverständlich ist der Explosionsbereich derartiger Mischungen von den Versuchsbedingungen, z. B. Weite der Verpuffungsröhren, abhängig, insbesondere aber von all denjenigen Faktoren, welche überhaupt die Geschwindigkeit der Auslösung und Fortpflanzung explosiver Vorgänge zu beeinflussen vermögen, also in erster Linie von Initialimpuls, Anfangstemperatur und Druck.

Eine Gasmischung, welche durch elektrischen Funken nicht mehr zur Entzündung kommt, kann vermittelst Sprengkapsel recht wohl initiierungsfähig sein.[3]

Studien über den Einfluß der Funkenstärke auf die Entzündlichkeit explosibler Knallgas-Luftmischungen rühren von H. HERWIG[4] her. Es ergab sich eine beträchtliche Erweiterung der Entzündungsgrenzen bei Vermehrung der durchgehenden Elektrizitätsmenge, etwa durch Verstärkung der Batterie von 1 Element auf 4 Elemente. Ebenso hat F. EMICH[5] gezeigt, daß, unter normalen Verhältnissen

1 R. BUNSEN, Gasometrische Methoden 1877, 338. — 2 H. BUNTE u. P. EITNER, Journal f. Gasbeleuchtung u. Wasserversorgung **44**, 835, 855, 1901; **45**, 1, 21, 69, 90, 112, 221, 244, 264, 1902. — 3 M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 164. — 4 H. HERWIG, Pogg. Ann. **148**, 44; 1873. — 5 F. EMICH, Sitzber. Wiener Akad. Wiss. **16**, 10; 1897. Siehe auch bezüglich der Verschiedenheit im Zündvermögen von elektrischen Funken und glühenden Drähten A. DE HEMPTINNE, Bull. Acad. Roy. Belg. **11**, 761; 1902.

von Temperatur und Druck, Induktionsfunken von weniger als 0,22 mm Länge Knallgas nicht zünden.

Erhöhung der Anfangstemperatur erweitert die Explosionsgrenzen, zwar an der unteren Grenze kaum nachweisbar, an der oberen aber zum Teil beträchtlich. H. BUNTE und J. ROSZKOWSKI[1] zogen Gemische von Wasserstoff, Kohlenoxyd, Methan und Leuchtgas mit Sauerstoff, Luft und einem Gemenge von 21 % Sauerstoff mit 79 % Kohlensäure in den Kreis ihrer Untersuchungen und führten die Bestimmungen bei 15°, 100°, 200° und 300° C aus. Für Gas-Luftgemische beispielsweise betrug die Verschiebung der oberen Explosionsgrenze für je 100° Temperaturdifferenz in Volumprozenten:

Tab. 12. Einfluß von Temperatur auf die Explosionsgrenzen.

bei	Wasserstoff	Kohlenoxyd	Methan	Leuchtgas
100° C	3,5	2,6	0,2	2,1
200° C	3,9	3,2	— 0.2 (?)	2,0
300° C	7,2	— 23,0 (?)	2,0	1,9

Ein Schlagwettergemisch, aus Methan und Luft bestehend, kommt bei hoher Temperatur in jedem Mischungsverhältnis zur Explosion.[2]

In gleicher Richtung wirkt Druckerhöhung. F. HEISE[3] hat einen elektrischen Funken von gleichbleibender Länge und Stärke mit entzündlichem Schlagwettergemisch zunächst bei atmosphärischem und sodann bei erhöhtem Drucke überspringen lassen. Dabei zeigte sich deutlich, daß mit wachsendem Drucke die Entzündungsgrenzen sich nach derjenigen Seite der Mischungsverhältnisse verschoben, welche schwieriger gezündet zu werden pflegt. Der Unterschied war so groß, daß er schon bei einer Steigerung des Druckes, die einer Schachtteufe von 700—800 m entspricht, bemerkbar war. Druckverminderung andrerseits engt die Entzündungsgrenzen ein, und es bleibt schließlich die Explosionserscheinung aus, wenn der Druck, unter dem das Gasgemenge steht, geringer als ein bestimmter Grenzwert ist.[4]

57. Bekanntlich werden explosible Gasgemenge in den Verbrennungsmotoren für die Leistung mechanischer Arbeit nutzbar gemacht in der Weise, daß verdampfte oder zerstäubte flüssige Brennstoffe mit Luft in einem geschlossenen Raum verbrannt werden, wobei die auftretende Volumenergie auf einen Stempel übertragen wird, der seine hin- und hergehende Bewegung in geeigneter Weise in eine rotierende umsetzt. Die Entzündung erfolgt entweder durch elektrischen Funken oder mittels Glühkörpern.

Den explosiblen Gasmischungen vergleichbar hinsichtlich der Entzündungsfähigkeit sind in Staubform, als luftschwebende Wolke, verteilte brennbare feste Körper. Versuche haben ergeben, daß schon bei Anwesenheit von 10 g Kohlenstaub in 1 cbm Luft das Luft-Staubgemenge explosibel wird, wobei es wesentlich für das Gelingen des Versuches auf die Feinheit des Staubes ankommt. Nach v. SCHWARTZ[5] sind Staubexplosionen bei folgenden Substanzen beobachtet worden:

Kohle, Ruß, Holzstaub, Korkmehl, Lohe — Getreide, Kleie, Malz — Mehl, Stärke, Zucker, Dextrin — Baumwolle, Wolle, Werg — Metalle, Bronzefarben — Harz, Schwefel, Naphtalin, Zelluloid, Seife.

---

[1] H. BUNTE und J. ROSZKOWSKI, Journ. f. Gasbel. u. Wasservers. 1890, 491, 524, 535, 553. J. ROSZKOWSKI, Zeitschr. phys. Chem. **7**, 485; 1891. — [2] E. MALLARD u. H. LE CHATELIER, Compt. rend. **91**, 825, 1880; H. LE CHATELIER u. M. BOUDOUARD, Compt. rend. **126**, 1510, 1898. — [3] F. HEISE, Glückauf **34**, 725; 1898. — [4] H. HERWIG, Pogg. Ann. **148**, 44; 1873. W. G. MIXTER, Amer. Journ. Science [4] **7**, 327; 1899. M. BERTHELOT u. P. VIEILLE, Compt. rend. **128**, 777; 1899. A. DE HEMPTINNE, Bull. Acad. Roy. Belgique 1902, 761. N. TECLU, Journ. f. praktische Chemie **75**, 212; 1907. — [5] v. SCHWARTZ, Handbuch zur Erkennung, Beurteilung und Verhütung der Feuer- und Explosionsgefahr 1902, 64, 203. H. STOCKMEIER, Zeitschr. f. angew. Chemie **19**, 1665 (1906). O. EDELMANN, Chemiker-Zeitung **30**, 925, 951 (1906).

Wie leicht explosionsfähige Gas- oder Staubgemenge im gewöhnlichen Leben auftreten und sich verhängnisvoll betätigen, sei an einigen Vorkommnissen dargetan.

Am 30. März 1904 entstand in Glasgow, Princes Dock, beim Verladen einiger leerer Acetontrommeln eine Explosion. Die Trommeln waren mit der Bahn am Dock angekommen und sollten auf das Schiff »Szeged« verladen werden. Zwei Mann rollten gerade eine Trommel aufs Schiff, als diese plötzlich explodierte, wobei mehrere Leute verletzt wurden, von denen zwei ihren Verletzungen erlagen. Wahrscheinlich hatte sich der Spund von der Trommel gelöst oder war von den Leuten abgenommen worden, so daß sich das in der Trommel vorhandene Aceton-Luftgemisch bei zufälliger oder absichtlicher Annäherung eines Streichholzes entzünden konnte. Verbrannte Streichhölzer wurden dicht dabei auf dem Kai vorgefunden.[1]

Eine Dame ließ sich das Haar mit einem Waschmittel reinigen. Plötzlich erfolgte eine Explosion; die Dame stand in Flammen und auch der Haarkünstler wurde verbrannt. Es scheint, daß das Waschmittel aus Petroleumbenzin von sehr flüchtiger und leicht entzündlicher Natur bestand. Obgleich die Ursache der Entzündung sich nicht mit Sicherheit ermitteln ließ, sprechen doch Erfahrungen aus den Benzinwäschereien[2] dafür, daß ein elektrischer Funke aus dem Haar der Dame den Anlaß gab. Die Abwesenheit von Licht oder Feuer in dem Frisierraum oder anstoßenden Zimmern wurde zweifellos festgestellt. Die Explosion selbst war eine Folge der Bildung eines explosiblen Benzin-Luftgemenges in der nächsten Umgebung der Verunglückten.[3]

Eine der umfangreichsten Explosionen entzündlicher Gemenge trug sich in St. Louis zu; sie betraf eine ausgedehnte Getreidemühle, tötete mehrere Menschen, vernichtete große Vorräte an Mehl und Korn und zerstörte ungefähr vierzig in der Nähe belegene Gebäude. Der Explosionsunfall begann mit einem anfangs unscheinbaren Brande. Plötzlich aber erreichte die Flamme oder vielleicht auch nur ein fortgewehter Funke den in den Mischkammern aufgewirbelten Mehlstaub, und es erfolgte eine überaus heftige Explosion, in deren Folge das ganze gewaltige Gebäude in sich zusammenstürzte. Die Erschütterung wurde meilenweit gespürt; zwei Getreideelevatoren auf der andern Seite der Straße, in welchen 20000 Faß Mehl und 200000 Scheffel Getreide lagerten, standen augenblicklich in Flammen.[4]

58. Obwohl durch die angeführten Versuche von G. PIOBERT, R. BUNSEN, E. MALLARD und anderen charakteristische, keineswegs große Geschwindigkeiten für die Fortpflanzung explosiver Vorgänge dargetan zu sein schienen, sprachen doch mancherlei Beobachtungen und Vorkommnisse, unter anderem Explosionen von Leuchtgas in Leitungsröhren[5] dafür, daß unter nicht näher bekannten Umständen erheblich größere Fortpflanzungsgeschwindigkeiten möglich sein müßten. In der Tat gelang es durch Abänderung der Versuchsbedingungen, insbesondere durch festen Einschluß, wobei Druck, Temperatur in höherem Maße zur Geltung kommen, sowie durch Initiierung mit Hilfe energischerer Impulse, sehr kräftiger elektrischer Funken, vor allem aber detonierenden Knallquecksilbers, weit größere Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in explosiblen Systemen hervorzurufen.

59. M. BERTHELOT[6] schloß Wasserstoffknallgas in ein 5 mm weites starkwandiges Kautschukrohr ein, dessen eines Ende mit elektrischer Funkenzündung,

---

[1] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives, 1904, 58. — [2] M. M. RICHTER, Die Benzinbrände in den chemischen Wäschereien 1883 und Chem. Centralblatt 1904 II 1010. — [3] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1897, 59. — [4] J. PHILLIPS, The handling of dangerous goods 1896, 251. Siehe auch H. WEBER, Dinglers polyt. Journal **227**, 407; 1878. — [5] H. DIXON, Phil. Trans. **184**, 97; 1893. Vergl. auch H. LE CHATELIER, Le Grisou. — [6] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 160. Vergl. auch Compt. rend. **129**, 430, 1899.

dessen anderes Ende mit einem leicht beweglichen Stempel ausgestattet war, der vermittelst Schreibstift seine Bewegung auf eine Registriertrommel aufzeichnete. Je nach der Entfernung des beweglichen Stempels von der Zündstelle und der Stärke des Zündungsfunkens fielen die gemessenen Geschwindigkeiten verschieden aus (Tab. 13) und zwar schwankten die Werte zwischen den von R. BUNSEN im Betrage weniger Meter in der Sekunde erhaltenen bis hinauf zu etwa 3000 m in der Sekunde.

Tab. 13. Übergang von Deflagration in Detonation.

Entfernung von der Zündstelle bis zu dem beweglichen Stempel m	Dauer der Explosion $\frac{sec}{1000}$	Mittlere Geschwindigkeit auf der ganzen Strecke m	Mittlere Geschwindigkeit innerhalb eines Abschnittes m
0,02	0,275	72,7	72,7
0,05	0,342	146,2	448
0,50	0,541	924,4	2261
5,25	2,108	2491	3031
20,19	7,62	2649	2710
40,43	15,1	2679	2706

Die Bedeutung des Initialimpulses für die Geschwindigkeit der Auslösung und somit auch der Fortpflanzung explosiver Vorgänge kam bei diesen Versuchen aufs deutlichste zum Ausdruck. Die registrierten Geschwindigkeiten erwiesen sich als in hohem Grade beeinflußt von der Stärke des Zündungsfunkens, und da es nicht gelang, diesen zuverlässig auf bestimmter Stärke zu erhalten, so konnten auch keine konstanten Geschwindigkeiten ermittelt werden. Erst nach Einführung der Knallquecksilberzündung erhielt M. BERTHELOT gleichförmige Zahlen, die aber nicht an dem bis dahin allein bekannten unteren Grenzwerte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von einigen Metern, sondern an dem oberen von fast ebenso vielen Tausenden von Metern lagen.

60. Die wichtige Tatsache, daß unter Umständen, z. B. bei Anwendung eines elektrischen Funkens als Initialimpuls, die explosive Umwandlung mit verschiedenen Geschwindigkeiten fortschreiten kann, daß diese sogar nebeneinander bestehen können, glaubten auch A. VON OETTINGEN und A. VON GERNET[1] bestätigen zu können. Das Knallgas befand sich in einem 400 mm langen Eudiometer aus Glas, und die durch einen kleinen elektrischen Funken ausgelöste Explosionserscheinung wurde mit Hilfe eines rotierenden Spiegels auseinandergelegt und photographiert. Da die Knallgasflamme selbst arm an photographisch wirksamen Strahlen ist, kleideten die Genannten das Eudiometerrohr innen mit Kupferchlorür aus, welches während des Explosionsvorganges erglühte und eine photographische Aufnahme ermöglichte. Es zeigte sich das Bild fortschreitender Wellen, welche an den Enden des Eudiometers wiederholt zurückgeworfen werden. Deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit ließ sich aus ihrer Gestalt und der bekannten Umdrehungsgeschwindigkeit des Spiegels berechnen und man erhielt eine ganze Stufenfolge von verschiedenen Geschwindigkeiten, die man von nahe dem unteren Grenzwerte bis zu dem oberen verfolgen konnte. Spätere Forscher, namentlich H. DIXON[2] haben eine andere Deutung der Versuchsergebnisse (siehe unter Explosionsstoß) glaubhaft gemacht.

61. Die Erfahrung lehrt, daß unter den in der Regel obwaltenden Umständen nur der eine oder der andere Grenzwert der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei explosiven Vorgängen zur Herrschaft gelangt, und man bezeichnet demgemäß

[1] A. VON OETTINGEN und A. VON GERNET, Wied. Ann. **33**, 586, 1888. — [2] H. DIXON, Phil. Trans. **200**, 315, 1903. A. NÄGEL, Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens 1908, Heft 54, S. 1.

die entsprechenden Erscheinungen entweder als »Deflagration«, wobei die Geschwindigkeit der Fortpflanzung nach wenigen Metern zählt, oder als »Detonation« mit Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von fast ebenso vielen Kilometern in der Sekunde. Zwischenformen mit mittleren Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind nicht nur von M. BERTHELOT, sondern auch von H. DIXON[1] und anderen nachgewiesen worden. Auch vermag die eine Erscheinungsform der Explosion unter dem Einfluß sich ändernder Bedingungen in die andere überzugehen und umgekehrt. Eine Deflagration unter rasch gesteigertem Drucke, beispielsweise in Feuerwaffen, kann mit einer Detonation enden; andrerseits gibt es Hindernisse für die Fortpflanzung einer Detonation, wodurch deren hohe Geschwindigkeit so weit nachläßt, daß die Umwandlung des explosiblen Systems den Charakter einer Deflagration gewinnt. So beobachtete H. DIXON,[2] daß Azetylen, welches in langen und engen Röhren eingeschlossen wurde, auch bei Anwendung kräftiger Sprengkapseln nicht in seiner ganzen Masse zersetzt wurde; die Explosion pflanzte sich nur auf eine gewisse Entfernung von der Stelle des Initialimpulses aus fort. Dämpfe von Schwefelkohlenstoff in Luft zersetzten sich unter den gleichen Bedingungen zwar vollständig, doch war die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion auch hier keine gleichförmige auf der ganzen Strecke, sondern verlangsamte sich allmählich bei weiterem Fortschreiten. Ähnliche Erscheinungen wurden an flüssigen und festen Explosivstoffen festgestellt[3] und zwar nicht nur mit homogenen, chemisch einheitlichen Substanzen (Nitroglyzerin, Nitromannit), sondern auch mit aus festen Mischungen bestehenden inhomogenen explosiblen Systemen (Ammonnitratmischungen). Die naheliegende Annahme,[4] daß im letzteren Falle wegen mangelhafter Berührungsflächen zwischen den Komponenten (Ziffer 3) nur die mit einigen Metern Geschwindigkeit in der Sekunde sich fortpflanzende allmähliche Umwandlung, nicht aber die sich mit mehr als tausend Metern fortpflanzende Explosionsreaktion zur Ausbildung kommen könne, hat sich als irrig erwiesen.

a) Einfluß der Temperatur.

62. Gegenüber den durch die Explosion selbst erzeugten hohen Temperaturen scheint die anfängliche Temperatur eines explosiblen Systems, namentlich bei Gasgemischen, nur untergeordnete Bedeutung für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Umwandlung zu besitzen. Immerhin ist ein derartiger Einfluß erkennbar vorhanden, vorzugsweise auf die Geschwindigkeiten des unteren Grenzwertes, bei dem Wärmeverluste durch Abgabe an die Umgebung ins Gewicht fallen können. E. MALLARD und H. LE CHATELIER[5] fanden für ein Gemenge von Wasserstoff und Luft mit 30 % Gehalt an ersterem Gase, welches in einem Glasrohre von 1 m Länge und 6 mm lichter Weite entzündet wurde, folgende Zahlen:

Tab. 14. Einfluß von Temperatur auf die Verbrennungsgeschwindigkeit

Temperatur des Gasgemenges	Verbrennungsgeschwindigkeit
15° C	3,28 m
100° C	4,35 m

Der Geschwindigkeitsunterschied ist nicht derart beträchtlich, daß er sich notwendig in einer erkennbaren Verschiebung der Explosionsgrenzen (Ziffer 56) aussprechen müßte.

---

[1] H. DIXON, Phil. Trans. **175**, 617, 1884. — [2] H. DIXON, Journ. of Gas Lightning 1893. Chem. News **73**, 139, 1896. Vergl. auch E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Compt. rend. **95**, 599, 1352, 1882. H. BILTZ, Ber. Chem. Ges. **26**, 1378, 1893. — [3] M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys. [6] **6**, 556, 1885. — [4] Vergl. z. B. J. VAN'T HOFF, Vorlesungen über theor. und phys. Chem., 1898—1900, III, 101. — [5] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Annales des mines [8] **4**, 321; 1883.

63. Flüssige und feste Explosivstoffe reagieren auf eine Zunahme der Anfangstemperatur mit einer Zunahme der Verbrennungsgeschwindigkeit. Man hat diese Beziehung bei Schießpulver an den gemessenen Geschoßgeschwindigkeiten und Gasdrücken verfolgen können. Nach W. HEYDENREICH[1] nimmt für eine Temperatursteigerung von 1° C bei verschiedenen Pulversorten, Geschützen und Geschossen, soweit ausreichende Ermittelungen vorliegen, die Geschwindigkeit des Geschosses um 0,05 bis 0,20 % und der Gasdruck um 0,29 bis 0,77 % des ganzen Betrages zu. Bestimmtere Angaben lassen sich nicht machen, da es kaum gelingt, den Einfluß der Temperatur auf die Verbrennungsgeschwindigkeit von Pulver loszulösen von dem anderer, schwankender Faktoren, wie dem wechselnden Feuchtigkeitsgehalte. Schon eine geringe Ansammlung von Feuchtigkeit auf der Oberfläche des Pulverkorns[2] verringert, eine beginnende Austrocknung erhöht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Verbrennung in nicht unbeträchtlichem Grade.

64. Was den Einfluß einer Temperatursteigerung auf den oberen Grenzwert der Geschwindigkeit anlangt, so sind die hierüber vorliegenden Bestimmungen noch weniger sicher. H. DIXON[3] ermittelte die Detonationsgeschwindigkeit von explosiblen Gasgemischen bei + 10° C und + 100° C und glaubt auf eine Abnahme der Geschwindigkeit mit steigender Temperatur schließen zu dürfen:

Tab. 15. Einfluß von Temperatur auf die Detonationsgeschwindigkeit.

Anfangs-temperatur °C	Wasserstoff + Sauerstoff		Äthylen + Sauerstoff	
	Mittelwert m	Zahl der Versuche	Mittelwert m	Zahl der Versuche
10	$2821 {}^{+8}_{-9}$	5	$2581 {}^{+25}_{-19}$	5
100	$2790 {}^{+10}_{-16}$	8	$2538 {}^{+10}_{-6}$	4

65. Nach Versuchen der französischen Explosivstoff-Kommission[4] schwankte die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion bei Kieselguhrdynamit (von 75 % Nitroglyzeringehalt) in 6 mm weiten Bleirohren zwischen 1916 und 3180 m und zwar soll der Hauptfaktor, welcher diese wechselnden Ergebnisse veranlaßte, die verschiedene Temperatur des Dynamits gewesen sein. Wahrscheinlicher handelte es sich um Einflüsse anderer Art (vergl. Ziffer 72).

b) Einfluß des Druckes.

66. Während G. PIOBERT[5] bei seinen Studien über die Verbrennungsgeschwindigkeit von Schwarzpulver dem wachsenden Drucke in der Feuerwaffe keinen Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Verbrennungsvorganges einräumte, haben spätere Forscher die Abhängigkeit der Verbrennungsgeschwindigkeit vom Drucke für Pulver wohl erkannt und sie durch empirische Gesetze in näherungsweise zutreffender Weise wiederzugeben gesucht. SAN ROBERTO[6] maß in den Jahren 1862—65 die Verbrennungsgeschwindigkeit von Schwarzpulver sowohl im Tale wie auf den Höhen der Alpen, entsprechend einem größten Druckunterschiede von 317 mm Quecksilber. Er füllte dickwandige Bleirohre von 17 mm lichter Weite mit Schwarzpulver und zog sie bis zu einem Durchmesser von 3—4 mm

1 W. HEYDENREICH, Lehre vom Schuß 1898, II, 38; siehe auch Ausgabe von 1908. — 2 A. W. CRONQUIST, Zeitschr. Schieß- und Sprengstoffwes. **1**, 106; 1906. W. HEYDENREICH, ebenda **1**, 148; 1906. — 3 H. DIXON, Phil. Trans. **184**, 97, 1893. — 4 Compt. rend. **100**, 314, 1885. — 5 G. PIOBERT, Traité d'Artillerie 1839; Compt. rend. 1840, I, Heft 8. — 6 Vgl. M. BERTHELOT, Sur la force des matières expl. 1883, I, 85; H. BRINCK, Innere Ballistik 1906, 76.

[illegible] um einen gleichförmigeren Pulverstrang zu erhalten. Jedes Rohr wurde in 4 Teile von etwa 40 cm Länge zerschnitten und die Brenndauer der einzelnen Rohrstücke gemessen. Die Ergebnisse einer derartigen Versuchsreihe finden sich in nachfolgender Zusammenstellung:

Tabelle 16.
Einfluß von Druck auf die Verbrennungsgeschwindigkeit.

Höhe in m	Luftdruck in mm	Brenndauer des Schwarzpulvers in Sek.
220	740,0	35
400	724,3	35,2
750	694,1	36,1
1720	618,7	38,8
1820	610,4	39,0
2650	559,4	41,5
3000	529,4	44

Ist v die Verbrennungsgeschwindigkeit des Pulverkorns, p der Druck, unter dem das Pulver verbrennt, und a eine dem jeweiligen Pulvertyp angepaßte Konstante, dann gilt nach SAN ROBERTO die Beziehung

$$v = a \cdot p^{\gamma},$$

worin $\gamma = \frac{2}{3}$ anzusetzen ist. Der Exponent γ unterlag in der Folge wiederholten Abänderungen, die sich zwischen den Werten $\frac{1}{4}$ und 1 bewegten,[1] ohne daß es gelang, die Beziehung zwischen Verbrennungsgeschwindigkeit des Pulverkorns und Druck, zumal unter den in einer Feuerwaffe herrschenden Verhältnissen, in be-

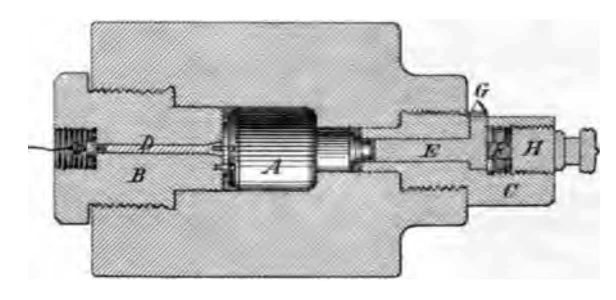


Fig. 9. VIEILLEs Bombe zur Messung der Verbrennungsgeschwindigkeit von Pulver.

friedigender Weise zum Ausdruck zu bringen. Die Ursache dieser Abweichungen liegt darin begründet, daß man sich von der Annahme leiten ließ, das Korn des Schwarzpulvers verbrenne in konzentrischen Schichten und es herrsche deswegen während des Verbrennungsvorganges Proportionalität zwischen Dauer der Verbrennung und Dicke der abgebrannten Schicht.

67. P. VIEILLE[2] wies in einer bedeutsamen Arbeit nach, daß diese Voraussetzung für Schwarzpulver im allgemeinen nicht zutreffe, wohl aber für solche Explosivstoffe, die, wie gelatinierte Nitrozellulose, eine nahezu homogene Beschaffenheit darbieten. Der Genannte ermittelte experimentell die Verbrennungsgeschwindigkeit der verschiedenartigsten Schießpulver in der Weise, daß er das Pulver in einer Stahlbombe (Fig. 9) zur Entzündung brachte und die Geschwindig-

---

1 Nach L. ROUX u. E. SARRAU ist $\gamma = \frac{1}{2}$; nach H. SÉBERT, H. HUGONIOT, MOISSON ist $\gamma = 1$, d. h. es wächst die Verbrennungsgeschwindigkeit des Pulvers proportional mit dem Drucke. — 2 P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. VI, 256, 1893; vgl. auch W. WOLFF, Kriegstechn. Ztschr. 6, 1, 1903.

keit maß, mit welcher ein an der Bombe angebrachter, durch die Pulvergase fortgetriebener Stahlstempel E einen weichen Kupferzylinder F staucht, indem der Stauchstempel vermittelst des zugespitzten Ansatzes G seine Bewegung auf einen rotierenden Zylinder überträgt. Hierbei ergab sich unter anderem, daß geometrisch ähnliche, sphärische oder kubische Pulverkörner nur dann in Zeiten völlig verbrannten, die ihren linearen Dimensionen proportional waren, wenn die Pulvermaterie aus gelatinierter Masse bestand. Alle nicht gelatinierten Explosivstoffe, vor allem das in Gebrauch stehende Schwarzpulver, verbrannten unter hohen Drucken in einer weit weniger regelmäßigen Weise. So gab schwarzes Geschützpulver, dessen Korn 4 mm dick war, eine nur um 0,0072 Sekunde kleinere Brenndauer als die gleiche Masse in der Körnung von 13 mm Stärke. Ein anderes schwarzes Geschützpulver ergab bei so verschiedenen Korndicken wie 2 mm und 13 mm nahezu die gleiche Brenndauer. Wenn solche Pulver in konzentrischen Schichten abbrennen würden, so müßten die Brenndauern unter vergleichbaren Bedingungen von Zusammensetzung, Druck usw. ihren Stärken proportional sein. In dieser Weise verhielt sich in der Tat ein gelatiniertes Nitrozellulosepulver; die Körnung (Blättchen) von 0,5 mm Stärke verbrannte in 0,0043 Sek.; das Korn von 2 mm brauchte 0,018 Sek. Die Abhängigkeit der Verbrennungsgeschwindigkeit vom Druck bei gelatinierten Pulvern ließ sich durch eine Potentialfunktion der oben (Ziffer 66) genannten Form darstellen, wobei γ je nach der Pulversorte zwischen $\frac{5}{9}$ bis $\frac{2}{3}$ schwankte. Bei der geringen Anzahl von Versuchen und Pulvertypen, welche für diese Berechnung ausgewertet werden konnten, bleibt freilich der Zweifel bestehen, ob nicht einfacher die Verbrennungsgeschwindigkeit proportional dem Drucke zu setzen ist und die Beziehung zwischen beiden sich durch eine lineare Funktion von der Form

$$v = a + bp$$

ebenso gut wiedergeben läßt.

68. P. VIEILLE legte durch diese Feststellungen den Grund zu den heutigen gelatinierten rauchschwachen Schießpulvern, deren innerhalb weiter Grenzen regelbare Verbrennungsgeschwindigkeit eine höhere Ausnutzung ihrer Energie gestattet als bei Schwarzpulver zulässig war, ohne die Waffe in größerem Maße zu gefährden (Ziffer 91 und 184). In welchem Grade die Verbrennungsgeschwindigkeit des Schwarzpulvers sowie rauchschwachen Schießpulvers mit dem Drucke zunimmt, ist aus folgenden Angaben[1] zu ersehen:

Tab. 17. Verbrennungsgeschwindigkeit von Pulver.

Druck Atm.	Schwarzpulver		Nitrozellulosepulver	Nitroglyzerinpulver	
	Gewehrpulver cm/sec	Braunes prismatisches cm/sec	cm/sec	40% Nitroglyzerin cm/sec	58% Nitroglyzerin cm/sec
1	0,80	0,90	0,08	0,27	0,5
500	6	4	5	10	15,5
1000	8	4,5	7,5	16,5	23
1500	9	5	10	21,5	29
2000	10	6	12	26	35
2500	—	6,5	13,5	30	39
3000	—	7	15	—	42
3500	—	—	17	—	46
4000	—	—	18	—	49

[1] BRINCK, Innere Ballistik 1906, 119; vergl. auch W. HEYDENREICH, Lehre vom Schuß, 898, II, 21; P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. VI, 370, 1893; R. LIOUVILLE, Compt. rend. **140**, 08, 1905; J. E. PETAVEL, Phil. Trans. **205**, 357, 1905.

Diese Übersicht (Tab. 17) zeigt, daß die Änderung der Verbrennungsgeschwindigkeit mit dem Drucke hinsichtlich ihrer Größe kennzeichnend für die einzelnen Pulvertypen ist. Unter Atmosphärendruck ordnen sich die genannten Schießpulver hinsichtlich ihrer Verbrennungsgeschwindigkeit nach folgender Reihenfolge; Nitrozellulosepulver, als das am langsamsten brennende Pulver, 40prozentiges Nitroglyzerinpulver, 58prozentiges Nitroglyzerinpulver, gewöhnliches Schwarzpulver und schließlich braunes, prismatisches Pulver als der am schnellsten brennende Pulvertyp. Ordnet man aber nach der Größe des Exponentialkoeffizienten γ (Ziffer 66), der den Einfluß des Druckes auf die Verbrennungsgeschwindigkeit zum Ausdruck bringt, dann ist die Reihenfolge die umgekehrte. Der Druck beschleunigt also die Verbrennung der Pulver nach dem Typus des Schwarzpulvers nur verhältnismäßig wenig, und es ist dies für die Erhaltung der Feuerwaffen nur günstige Verhalten des Schwarzpulvers von jeher geschätzt worden. Vergleicht man weiterhin die Nitrozellulose- und Nitroglyzerinpulver untereinander, so ergibt sich die ballistisch wichtige Tatsache, daß wenn auch die letzteren schneller verbrennen als die ersteren, dennoch der Einfluß des Druckes auf die Änderung der Verbrennungsgeschwindigkeit im allgemeinen bei ihnen kleiner ist. Manche glauben hierin einen großen Vorzug der Nitroglyzerinpulver vor den Nitrozellulosepulvern erblicken zu sollen.

69. Über den Einfluß des Anfangsdruckes, dem ein explosibles System unterliegt, auf den oberen Grenzwert der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion herrschen noch ebenso Zweifel wie bezüglich der Anfangstemperatur (Ziffer 64). M. Berthelot und P. Vieille[1] variierten die Anfangsdrucke im Verhältnis von 1 : 3 und hielten auf Grund ihrer Ergebnisse die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Detonation in verbrennlichen Gasgemischen für unabhängig vom Drucke. Wasserstoffknallgas beispielsweise lieferte ihnen folgende Zahlen:

Tab. 18. Einfluß von Druck auf die Detonationsgeschwindigkeit.

Anfangsdruck mm	Geschwindigkeit m
560	2763
760	2800
1260	2776
1580	2744

Die Detonation fand in einem Kautschukrohre von 5 mm lichter Weite und etwa 40 m Länge statt, welches an den Enden mit Ein- und Ausflußhahn versehen war. Zur Entzündung des Gasgemisches diente eine Pastille aus Knallquecksilber, die ihrerseits auf elektrischem Wege initiiert wurde. Die fortschreitende Explosionswelle unterbrach an zwei Stellen durch Zerreissung eines Streifens Zinnfolie den elektrischen Strom, und mit Hilfe eines Flugzeitmessers le Boulengé wurde die Zeit festgelegt, welche zwischen beiden Unterbrechungen verfließt. Beiläufig bemerkt, war es für die Geschwindigkeit der Explosionswelle gleichgültig, aus welchem Material das Rohr bestand (Kautschuk, Glas, Blei) und ob es in gerader Richtung ausgestreckt war oder in mehreren Windungen verlief. Auch die lichte Weite des Rohres übte erst dann einen verzögernden Einfluß aus, wenn sie auf ein bis zwei Millimeter hinunterging.

70. H. Dixon,[2] welcher diese Versuche mit noch größerer Sorgfalt wiederholte und dabei dem Umstande Rechnung trug, daß zuweilen die erste Unterbrechungsstelle von der Explosion getroffen wurde, bevor noch der obere Grenz-

[1] M. Berthelot u. P. Vieille, Compt. rend. **95**, 151, 199, 1882; vergl. auch M. Berthelot, Compt. rend. **94**, 149, 1882 und Sur la force des matières expl. 1883, I, 150. — [2] H. Dixon, Phil. Trans. **184**, 97, 1893; Ber. chem. Ges. **38**, 2419; 1905.

wert der Fortpflanzungsgeschwindigkeit sich ausgebildet hatte, konnte ein schwaches Anwachsen der Explosionsgeschwindigkeit mit steigendem Drucke erkennen:

Tabelle 19.*

Einfluß von Druck auf die Detonationsgeschwindigkeit.

Anfangsdruck	Geschwindigkeit der Explosionswelle im Knallgase	
	Mittelwert	Zahl der Versuche
mm	m	
200	$2627 {+9 \atop -8}$	3
300	$2705 {+18 \atop -25}$	5
500	$2775 {+9 \atop -11}$	3
760	$2821 {+8 \atop -9}$	5
1100	$2856 {+13 \atop -12}$	6
1500	$2872 {+11 \atop -11}$	6

Die von H. DIXON für diese Untersuchung benutzte Vorrichtung ist in Fig. 10 schematisch wiedergegeben.[1] *AC* und *EF* sind zwei Stahlrohre, welche durch eine Bleischlange *D* von etwa 75 m Länge miteinander in Verbindung

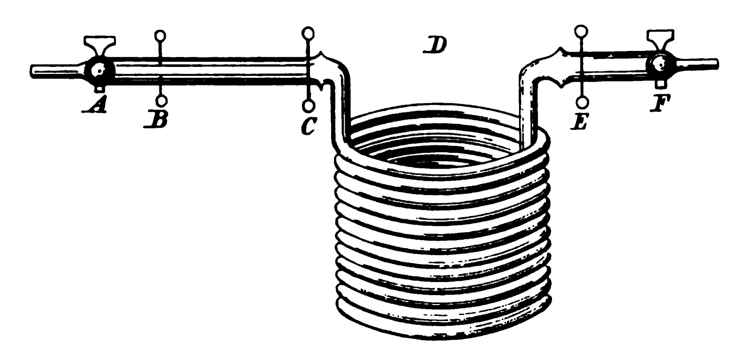


Fig. 10. DIXONs Vorrichtung zur Ermittelung der Geschwindigkeit der Explosionswelle.

stehen. Bei *C* und *E* befinden sich Unterbrecher in Gestalt dünner Streifen aus Silberblech, und bei *B* sind zwei Zünddrähte für den elektrischen Zündungsfunken in die Röhre eingelassen. Vermittelst der Hähne *A* und *F* wird die ganze Rohrleitung mit der auf Detonationsgeschwindigkeit zu prüfenden explosiblen Gasmischung gefüllt. Wenn die bei *B* ihren Ausgang nehmende Explosion die Stelle *C* erreicht hat, wird der erste Silberstreifen zerrissen und zu gleicher Zeit auf elektrischem Wege der erste Schreibstift einer Registriervorrichtung betätigt. Die Explosion durchläuft weiterhin die Bleischlange *D* und zerreißt auch den zweiten Streifen *E*, wodurch ein zweiter Schreibstift ausgelöst wird. Die Zeit zwischen den beiden Unterbrechungen konnte aus den Eindrücken der Schreibstifte auf einer geschwärzten Tafel an der mit bekannter Geschwindigkeit bewegten Registriervorrichtung abgelesen werden.

[1] Nach J. W. MELLOR, Chemical statics and dynamics 1904, 452.

71. Als später M. BERTHELOT in Gemeinschaft mit H. LE CHATELIER[1] die Explosionsgeschwindigkeit von Azetylen unter den erheblich größeren Drucken von 5—30 Atmosphären untersuchte, kam auch er zu dem Ergebnis, daß eine Zunahme der Explosionsgeschwindigkeit mit wachsendem Drucke stattfinde. Das Azetylen befand sich in kurzen Glasröhren von 2—6 mm lichter Weite und nur 1 m Länge, indem größere Längen dem Explosionsdrucke nicht standhielten. Die Entzündung geschah vermittelst Knallquecksilber. Wegen der großen Leuchtkraft des sich unter Abscheidung von Kohlenstoff zersetzenden Azetylens bot es keine Schwierigkeit, den Vorgang auf photographischem Wege zu registrieren. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion verschob sich von rund 1000 m auf 1600 m, wenn der Druck, unter dem das Azetylen stand, von 5 auf 30 Atm. hinaufging.

72. Nachdem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion in gasförmigen Systemen unter vielseitigen Bedingungen festgelegt schien, dehnten M. BERTHELOT und P. VIEILLE[2] diese Detonationsversuche auf flüssige und feste Explosivstoffe aus. Beobachtungen über den Einfluß des Anfangsdruckes auf die

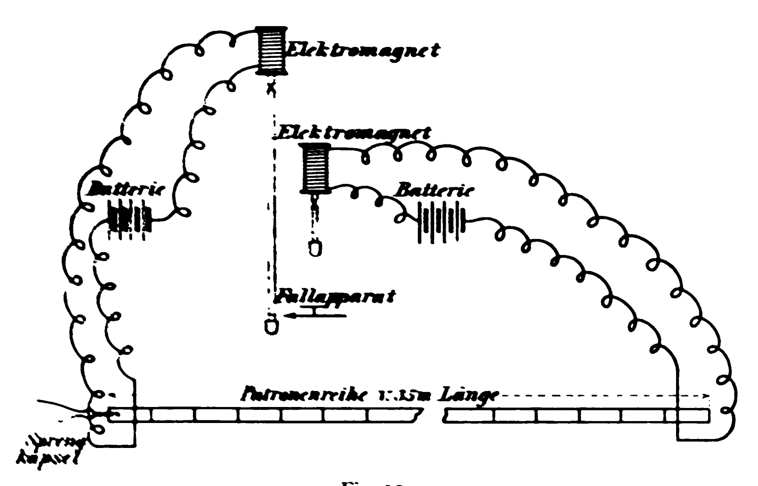


Fig. 11.
BICHELS Vorrichtung zur Ermittelung der Detonationsgeschwindigkeit patronierter Sprengstoff

Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion lagen nicht im Plane der Arbe oder wurden infolge der Mitwirkung vieler unvorhergesehener Faktoren vereitel Schon eine geringe Temperaturdifferenz hatte bei den flüssigen Explosivstoffen (Nitro glyzerin, Methylnitrat) eine ungleiche Detonationsgeschwindigkeit zur Folge (Ziffer 65 und zwar, wie die genannten Forscher annehmen, infolge Änderung der Viskositä solcher öliger Flüssigkeiten. Ganz im Gegensatz zu den Erfahrungen bei Gas mischungen kam das Material der Rohrleitungen in Frage, ebenso deren Wandstärke

Ob auch der Durchmesser der Rohre die zu messende Geschwindigkei beeinflußte, läßt sich aus den Beobachtungen nicht mit Sicherheit entnehmen doch wurde dies in neuerer Zeit wahrscheinlich gemacht und insbesondere fü freiliegende Patronen verschiedenen Durchmessers zuerst von C. E. BICHEL[3] nach gewiesen. Eine Anzahl Patronen gleichen Durchmessers wurden fest aneinande gelegt (Fig. 11), so daß eine einzige, ununterbrochene, 35 m lange Patrone ent stand; die Detonationsgeschwindigkeit, gemessen mit dem Flugzeitmesser le Boulengé, erwies sich bis zu einem gewissen Grade als abhängig vom Durch

[1] M. BERTHELOT und H. LE CHATELIER, Compt. rend. **129**, 427, 1899; **130**, 1755, 1900 — [2] M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Ann. Chim. Phys. (6) **6**, 556, 1885; **23**, 485, 1891. Mém Poudr. Salp. IV, 7, 1891. — [3] C. E. BICHEL, Ztschr. f. Berg-, Hütten- u. Salinenwesen **50** 669, 1902; Glückauf **40**, 1040, 1904. Vergl. auch H. METTEGANG, Ber. V. Internationalen Kongr f. angew. Chem. 1903, II, 322.

messer der Patronen und zwar wachsend mit zunehmendem Durchmesser. Nitroglyzerinsprengstoffe erreichten mit 30 mm, Ammonnitratsprengstoffe erst bei 50 mm Patronendurchmesser den oberen Grenzwert der Detonationsgeschwindigkeit. Die Zunahme der Detonationsgeschwindigkeit mit dem Durchmesser des Sprengstoffstranges wurde von M. DAUTRICHE[1] an dem Cheddit bestätigt (Tab. 22, Nr. 31).

73. Bei pulverförmigen, von lufterfüllten Zwischenräumen durchsetzten Explosivstoffen spielt auch die Konzentration der Sprengstoffmasse eine Rolle, d. h. das Verhältnis des Gewichts der Ladung zu ihrem Volumen (kubische Dichte). Während M. BERTHELOT und P. VIEILLE a. a. O. nur das Anwachsen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion mit der kubischen Dichte des Sprengstoffs erkannten, stellte M. DAUTRICHE a. a. O. fest, daß wenn man einen Sprengstoff zunehmend komprimiert, dessen Detonationsgeschwindigkeit zwar anfänglich wächst, dann aber bei einer für jeden Sprengstoff charakteristisch verschiedenen kubischen Dichte durch ein Maximum geht, um bei höheren Dichten wieder abzunehmen. Der absteigende Ast der entsprechenden Kurve scheint asymptotischen Charakters zu sein. Das von M. DAUTRICHE angegebene Meßverfahren stützt sich auf die Verwendung von Detonationszündschnüren sehr genau gekannter Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Verbindung mit einer Vorrichtung, welche den Punkt der Begegnung zweier aus entgegengesetzter Richtung kommenden Detonationen aufzeichnet. Man ordnet zwei Schnüre, AB und AC, die durch ein und dieselbe muffenförmige Sprengkapsel A mit 1,5 g Knallquecksilber zur Entzündung gebracht werden, zu einer geschlossenen Kurve an, jedoch so, daß die von entgegengesetzten Seiten kommenden Enden nicht in einem Punkte zusammenstoßen, sondern sich in einer geraden Linie berühren. Detonieren beide Schnüre mit gleicher und gleichförmiger Geschwindigkeit, was ohne Schwierigkeit zu erreichen ist, so müssen die Detonationen in einem Punkte S zusammentreffen, der so liegen muß, daß die in derselben Zeit von der Detonation durchlaufenen Längen ABS und ACS einander gleich sind. Schaltet man nun in den einen Zweig, z. B. AB, ein Metallrohr von bestimmter Länge ein, das mit dem zu untersuchenden Sprengstoffe gefüllt ist, und bestimmt den Treffpunkt S der Detonationen, so erhält man die in gleicher Zeit von den Detonationen zurückgelegten Strecken. Da die Detonationsgeschwindigkeit der verwendeten Schnur ein für allemal bestimmt ist, so ergibt sich auch unmittelbar der absolute Wert der Detonationsgeschwindigkeit für den untersuchten Sprengstoff. DAUTRICHE fand auf diese Weise in bezug auf Cheddit (bestehend aus 80 Kaliumchlorat, 5 Rizinusöl, 13 Mononitronaphtalin, 2 Dinitrotoluol) in einer Zinkröhre von 20 mm Durchmesser:

Tab. 20. Einfluß von kubischer Dichte auf die Detonationsgeschwindigkeit bei Cheddit.

Kubische Dichte	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,38	1,52
Detonationsgeschwindigkeit m	2100	2248	2430	2504	2550	2510	2360	2166	Versager
Zahl der Versuche	5	5	4	4	4	4	4	1	
Mittlere Abweichung m	20	52	14	19	31	37	42	—	

und für Dynamit (bestehend aus 75 Nitroglyzerin, 25 Kieselguhr)

Tab. 21. Einfluß von kubischer Dichte auf die Detonationsgeschwindigkeit bei Guhrdynamit.

Kubische Dichte	0,63	0,79	0,85	1,34	1,54	1,62	1,69	1,71	1,74
Detonationsgeschwindigkeit m	1991	2397	2563	3670	5230	6794	4207	2460	Versager

[1] M. DAUTRICHE, Compt. rend. **143**, 641, 1906; **144**, 1030, 1907. Vergl. auch Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen 1907, 74, 313.

74. Bemerkenswerterweise zeigen aus explosiblen und inerten Anteilen zusammengesetzte Gasmischungen ein dem besprochenen (Ziffer 73) analoges Verhalten in bezug auf die Änderung der Detonationsgeschwindigkeit mit zunehmender Konzentration des explosiblen Anteils. Man vergleiche die einander entsprechenden Kurvenbilder (Fig. 12 und 13) der Beziehung zwischen Detonationsgeschwindigkeit und Dichte bei Cheddit einerseits, von Detonationsgeschwindigkeit zur Konzentration des Azetylens im Gemisch mit Sauerstoff[1] andrerseits.

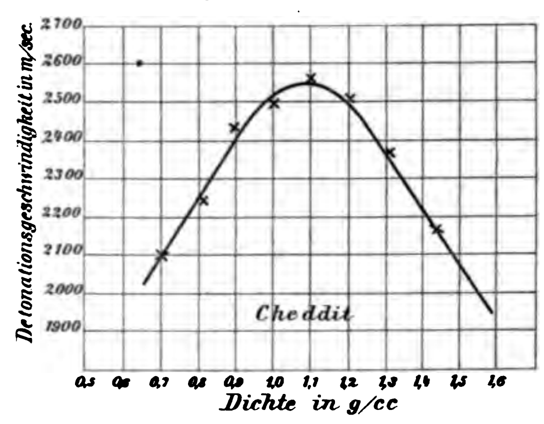


Fig. 12. Änderung der Detonationsgeschwindigkeit mit der Dichte bei festen Sprengstoffen.

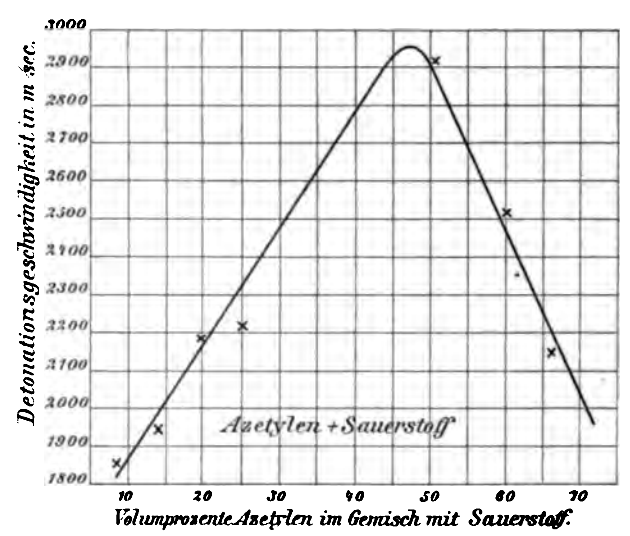


Fig. 13. Änderung der Detonationsgeschwindigkeit mit der Konzentration bei Gasen.

Es liegen hier ähnliche Verhältnisse vor, wie in bezug auf die mit geringen Geschwindigkeiten (Ziffer 54, 55) sich fortpflanzende Verbrennungserscheinung.[2] Wie diese an bestimmte Grenzen gebunden ist, an denen eine explosible Umsetzung überhaupt nicht mehr stattfindet, so hört auch die Detonationsfähigkeit bei einer oberen und unteren Grenze der Konzentration schließlich auf; es treten bei Sprengstoffen »Versager« auf (vergl. Ziffer 15).

75. Auf Tabelle 22 sind für eine Reihe explosibler Systeme die bisher zuverlässigsten Ermittelungen der Detonationsgeschwindigkeit wiedergegeben.

---

1 H. LE CHATELIER, Compt. rend. **130**, 1757; 1900. — 2 Siehe auch die Oxydationsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von dem Sauerstoffdrucke, z. B. bei Phosphor, K. IKEDA, Journ. Coll. Science Imperial Univ. Japan **6**, 43; 1893. T. EVAN, Zeitschr. phys. Chem. **16**, 315; 1895.

Tabelle 22. Detonationsgeschwindigkeiten.

Lfnde. Nr.	Bezeichnung des explosiblen Systems	Zusammensetzung des explosiblen Systems	Innendurchmesser des Rohres od. Stranges mm	Ladedichte g im ccm	Geschwindigkeit m/sec.	Literatur
	A. Gasgemenge					
1	—	$2H_2+O_2$	<10	—	2820	M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 159. — H. DIXON, Phil. Trans. **184**, 97, 161, 1893; **200**, 328, 1903.
2	—	H_2+N_2O	<10	—	2300	
3	—	H_2+Cl_2	<10	—	1730	
4	—	$2CO+O_2$	<10	—	1680	
5	—	$2CH_4+3O_2$	<10	—	2320	
6	—	$C_2H_4+2O_2$	<10	—	2360	
7	—	$2C_2H_2+5O_2$	<10	—	2390	
8	—	$C_2N_2+O_2$	<10	—	2730	
9	—	$C_2H_2+2N_2O$	<10	—	2580	H. LE CHATELIER, Compt. rend. **130**, 1757, 1900.
10	—	C_2H_2+2NO	<10	—	2850	
	B. Flüssige Explosivstoffe.					
11	Nitroglyzerin	$C_3H_5(NO_3)_3$	3—30	1,60	1000—1600	M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys. [6] **6**. 556, 1885; **23**, 485, 1891.
12	Methylnitrat	$CH_3 \cdot NO_3$	3	1,18	2100	
13	Panklastit	$CS_2+N_2O_4$	3	1,35	4600—6600	
	C. Feste Explosivstoffe, einheitliche.					
14	Knallquecksilber	$Hg(CNO)_2$	6,45	?	3920	C. E. BICHEL, Glückauf **41**, 1195, 1905.
15	Nitromannit	$C_6H_8(NO_3)_6$	<4	1,53—1,58	6900—7100	F. ABEL, Phil. Trans. **156**, 269, 1866; **157**, 181, 1867; **159**, 489, 1869; **164**, 337, 1874. — M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys. [6] **6**, 556, 1885.
			<4	1,9	7700	
16	Nitrozellulose (trocken)	$C_{24}H_{29}(NO_3)_{11}O_9$	2	0,67—0,73	3700—3800	
			<4	0,9	3900	
			2	1,17	4800	
			<4	1,2	4300	
			3,15	1,27	5400	
			<4	1,4	4800—6200	
17	Nitrozellulose (feucht)	70 Nitrozellulose 30 Wasser	31	?	5900—6100	
18	Nitrohydrozellulose		<4	?	4900	
			$<5,5$	?	6100	
19	Nitrostärke		<4	1,1—1,2	5000	
			<4	1,35	5500	
20	Pikrinsäure	$C_6H_2(NO_2)_3OH$	30	1,55	7700—8200	C. E. BICHEL, Glückauf **40**, 1043, 1904.
21	Trinitrotoluol	$C_6H_2(NO_2)_3CH_3$	30	1,55	7200	
	D. Feste Explosivstoffe, Gemenge.					
22	Schwarzpulver	75 Kalisalpeter 13 Kohle 12 Schwefel	30	1,04	300 (keine Detonation)	
23	Guhrdynamit	75 Nitroglyzerin 25 Kieselguhr	3	?	2300—2800	M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys. [6] **6**, 556, 1885.
			6	?	1900—3200	
			31	?	5900—6600	F. ABEL, a. a. O.
			30	1,58	6800	C. E. BICHEL, Glückauf **40**, 1043, 1904.
			20	1,62	6800	DAUTRICHE, Compt. rend. **143**, 643, 1906.
24	Sprenggelatine	93 Nitroglyzerin 7 Kollodiumwolle	30	1,63	7700	C. E. BICHEL, Glückauf **40**, 1043, 1904.
25	Gelatinedynamit	63,5 Nitroglyzerin 1,5 Kollodiumwolle 27 Natronsalpeter 8 Holzmehl	30	1,67	7000?	

Fortsetzung von Tab. 22: Detonationsgeschwindigkeiten.

Lfnde. Nr.	Bezeichnung des explosiblen Systems	Zusammensetzung des explosiblen Systems	Innendurchmesser des Rohres od. Stranges mm	Ladedichte g im ccm	Geschwindigkeit m/sec.	Literatur
26	Kohlenkarbonit	25 Nitroglyzerin 34 Kalisalpeter 1 Barytsalpeter 38,5 Roggenmehl 1,0 Lohmehl 0,5 Soda	30	1,42	2700	C. E. BICHEL, Glückauf 40, 1043, 1904.
27	Ammonkarbonit	82 Ammonsalpeter 10 Kalisalpeter 4 Roggenmehl 4 gelatiniertes Nitroglyzerin	30	1.19	3100	
28	Donarit	80 Ammonsalpeter 12 Trinitrotoluol 4 Roggenmehl 4 gelat. Nitroglyzerin	30	1,31	4100	
29	—	87 Ammonsalpeter 6 Ammonsulfat 7 Dinitrobenzol	40 50	1—1,2 1—1,2	2900 3300	F. HEISE, Sprengstoffe u. Zündung der Sprengschüsse 1904, 9.
30	—	92 Ammonsalpeter 8 Naphtalin	30 40 50	1—1,2 1—1,2 1—1,2	2900 3300 3700	
31	Cheddit	80 Kaliumchlorat 5 Rizinusöl 13 Mononitronaphtalin 2 Dinitrotoluol	20 40	1,10 1,17	2550 2900	DAUTRICHE, Compt. rend. 143, 643, 1906.

c) Katalytische Einflüsse.

76. H. DIXON[1] hatte gezeigt, welchen überraschenden Einfluß eine geringe Menge Wasserdampf auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosion in Kohlenoxydknallgas ($2\,CO + O^2$) auszuüben vermag, wenn man das Gasgemenge durch einen elektrischen Funken entzündet (Ziffer 30). Etwas Ähnliches trat zutage, als durch Initiierung mit Sprengkapsel die Geschwindigkeit der Umsetzung an den oberen Grenzwert verlegt wurde (H. DIXON, a. a. O.), wie aus der Tab. 23, Seite 51, hervorgeht.

Man erkennt eine deutliche, außerhalb der Fehlergrenzen liegende Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit wachsendem Feuchtigkeitsgehalte des Gases, allerdings nur bis zu etwa 5,6 % Wassergehalt hin, da von diesem Verhältnisse ab die Verdünnung des explosiblen Gasgemisches mit inertem Wasserdampf ihren Gegeneinfluß geltend macht.

Als anstelle von Wasserdampf fremde Gase dem Kohlenoxydknallgase beigemischt wurden, trat in allen Fällen, wo jene Wasserstoff enthielten, also Wasser gebildet werden konnte (H_2S, NH_3, HCl, C_2H_4 etc.), eine analoge Erscheinung ein, nicht aber in den übrigen Fällen, wenn kein Wasser entstehen und mitwirken konnte (SO_2, N_2O, CCl_4, C_2N_2 etc.).

Reines trocknes Wasserstoffknallgas zeigte hingegen die gleiche Geschwindigkeit der Explosionsfortpflanzung wie feuchtes.[2]

---

[1] H. DIXON, Chem. News 46, 151, 1882; Phil. Trans. 175, 617, 1884; 184, 111, 1893. Vergl. auch H. B. Baker, Journ. Chem. Soc. 65, 611; 1894. J. W. MELLOR und E. J. RUSSEL, ebenda 81, 1272; 1902. — [2] H. DIXON und L. BRADSHAW, Proc. Royal Soc. London 79, [A] 234; 1906. Zeitschr. f. phys. Chem. 61, 373; 1907.

Tab. 23.
Verbrennungsgeschwindigkeit von feuchtem Kohlenoxydknallgas.

Kohlenoxyd-Knallgas $2CO + O^2$	Wasserdampf %	Fortpflanzungsgeschwindigkeit in m: Initiierung durch Sprengkapsel	Elektrischer Funken
Getrocknet			
mit P_2O_5	—	$1264 \begin{smallmatrix}+3\\-2\end{smallmatrix}$ (2 Bestimmungen)	36
„ H_2SO_4	—	$1305 \begin{smallmatrix}+15\\-16\end{smallmatrix}$ (4 „)	119
Gesättigt mit Wasserdampf			
bei 10° C	1,2	$1676 \begin{smallmatrix}+11\\-6\end{smallmatrix}$ (6 „)	175
„ 20° C	2,3	$1703 \begin{smallmatrix}+15\\-18\end{smallmatrix}$ (6 „)	—
„ 28° C	3,7	$1713 \begin{smallmatrix}+13\\-11\end{smallmatrix}$ (3 „)	—
„ 35° C	5,6	$1738 \begin{smallmatrix}+12\\-12\end{smallmatrix}$ (5 „)	244
„ 45° C	9,5	$1693 \begin{smallmatrix}+7\\-12\end{smallmatrix}$ (3 „)	—
„ 55° C	15,6	$1666 \begin{smallmatrix}+8\\-16\end{smallmatrix}$ (3 „)	—
„ 60° C	20,0	—	317
„ 65° C	24,9	$1526 \begin{smallmatrix}+8\\-7\end{smallmatrix}$ (2 „)	—
„ 75° C	38,4	$1266 \begin{smallmatrix}+6\\-6\end{smallmatrix}$ (2 „)	—

77. Was die Ursache[1] der beschleunigenden Wirkung des Wasserdampfes bei Kohlenoxydknallgas anlangt, so kann dieselbe vielleicht darauf beruhen, daß die beiden Reaktionen

$$CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2 \text{ und}$$
$$2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$$

bei den in Frage kommenden Temperaturen mit größerer Geschwindigkeit verlaufen, als die ohne Vermittelung von Wasser zustande kommende Reaktion

$$2CO + O_2 \rightarrow 2CO_2.$$

Nach einer anderen Auffassung[2] wäre vorübergehende Bildung und Zersetzung von Wasserstoffsuperoxyd als beschleunigende Zwischenreaktion anzunehmen.

3. Explosionswelle.

78. Über den Mechanismus, welcher die mit Geschwindigkeiten von Tausenden von Metern in der Sekunde fortschreitende explosive Umsetzung — »Explosionswelle« oder »Detonationswelle« genannt — beherrscht, ist kaum irgend etwas Sicheres bekannt. Eine Reihe von Forschern haben sich bemüht, teils auf theoretischem, teils auf experimentellem Wege Beziehungen zwischen dem in Rede stehenden Vorgange und bekannteren Erscheinungen, wie der Schallbewegung, aufzufinden.

---

1 H. KÜHL, Zeitschr. phys. Chem. **44**, 385, 1903. P. ROHLAND, Chemikerztg **30**, 808; 1906. J. W. MELLOR, Chemical statics and dynamics 1904, 300 ff. E. ARMSTRONG, Proc. Royal Soc. **40**, 287; 1886. **70**, 99; 1902. **74**, 86; 1904. — 2 M. TRAUBE, Ber. Chem. Ges. **15**, 666; 1882. **18**, 1890, 1885; vergl. auch V. MEYER, Ber. Chem. Ges. **19**, 1099, 1886.

79. Nach M. BERTHELOT[1] läßt sich eine Art von Parallelismus zwischen Explosionswelle und Schallbewegung in homogenen Medien, namentlich Gasen, nicht verkennen, indem beide mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortschreiten und diese Geschwindigkeiten für jedes daraufhin geprüfte Medium spezifische Konstanten sind. Auch bezüglich mancher Nebenumstände, wie Verminderung der Geschwindigkeit infolge von Reibungswiderstand, beispielsweise in engen Röhren, ist das Verhalten beider Bewegungen ein analoges. Aber andererseits sind wesentliche Unterschiede vorhanden und auch wohl zu erwarten, wenn man berücksichtigt, daß die Explosionswelle ihre Existenz einer fortschreitenden chemischen Reaktion verdankt, während die Schallschwingungen sich lediglich auf physikalischem Wege vollziehen und weiterverbreiten. Periodische Druckänderungen, wie sie den Schall kennzeichnen, können einseitig fortschreitende chemische Reaktionen jedenfalls nicht vollführen. M. BERTHELOT (a. a. O.) weist ferner auf den Unterschied hin, der sich darin offenbart, daß die Geschwindigkeit der fortschreitenden Detonation weit größer ist als die des Schalles innerhalb desselben Mediums. Während beispielsweise für Knallgas eine Detonationsgeschwindigkeit von 2840 m gemessen wurde, betrug die Geschwindigkeit der Schallwelle in demselben Medium nur 514 m. Kohlenoxydknallgas ergab im ersteren Falle 1090 m, im letzteren nur 328 m Geschwindigkeit und die Schallwelle in Kohlensäure, dem resultierenden Produkte der Explosion sogar nur 264 m. Eine weitgehende Annäherung zwischen beiden Bewegungsarten läßt sich indessen konstruieren, wenn man nach M. BERTHELOT von der Annahme ausgeht, daß die Fortpflanzungserscheinung der Detonation veranlaßt werde durch den Stoß von Gasmolekülen, deren kinetische Energie sich als das Ergebnis der gesamten Wärme der explosiven Reaktion darstellt. Ist d die Dichte der Explosionsprodukte, bezogen auf Luft als Einheit, und T die Explosionstemperatur, d. h. der Quotient aus Explosionswärme und mittlerer spezifischer Wärme der Explosionsprodukte bei konstantem Druck, dann ergibt sich v, die Geschwindigkeit der Explosionswelle, zu

$$v = 29{,}354 \sqrt{\frac{T}{d}}\,.$$

Für ein Gemenge $2\,H_2 + O_2$ wurde die Detonationsgeschwindigkeit zu 2831 m berechnet (für 0^0 C und 760 mm), während 2810 m gefunden wurden. Weniger gut ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Befund für die Mischung $CH_4 + 2\,O_2$ (ber. 2427 m, gef. 2287 m) und völlig ungenügend für $2\,CO + O_2$ (ber. 1941 m, gef. 1089 m).

80. H. B. DIXON[2] führt in ähnliche Betrachtungen vor allem den Umstand ein, daß unmittelbar an der in Reaktion befindlichen Gasschicht eine andere sehr hoher Temperatur anliegt, in welche die Explosionswelle bei ihrem Fortschreiten eintritt, und berechnet alsdann, mit welcher Geschwindigkeit eine Schallwelle sich durch ein derart erhitztes Gasgemisch fortpflanzen würde. Diese auch nach anderen Richtungen hin erweiterte Berechnungsweise stimmt zwar in manchen Fällen besser als die BERTHELOTsche Formel mit den beobachteten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten überein, zeigt aber andererseits doch unerwartet große Abweichungen, so daß die weitere Annahme einer unvollständigen Umsetzung in der von der Explosionswelle gerade durchlaufenen Schicht gemacht werden mußte. So ergab die Rechnung für die Mischung $2\,H_2 + O_2$ eine Detonationsgeschwindigkeit von 3416 m, während nur 2821 m gefunden wurde, und ebenso wenig stimmt die Formel, wenn Cyan und Sauerstoff zu Kohlenoxyd und Stickstoff explodieren. Im ersteren Falle ist das Explosionsprodukt (Wasser) zwar dissoziationsfähig, eine unvollkommene Verbrennung also möglich, nicht aber im letztgenannten Beispiele; die Abweichung zwischen Beobachtung und Rechnung bleibt demnach noch aufzuklären.

---

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 134; Compt. rend. **93**, 21, 1881; **94**, 101, 149, 822, 1882; **95**, 151, 199, 1882. — [2] H. B. DIXON, Phil. Trans. **184**, 97, 1893.

81. Auch E. JOUGUET[1] hat eine Theorie der Explosionswelle entwickelt, die sich auf die Rechnungen von B. RIEMANN[2] und H. HUGONIOT[3] über Stoßwellen von unendlich kleiner Impulsbreite zweiter Ordnung stützt. Hiernach erscheinen Explosionswellen mit konstanter Geschwindigkeit nur unter der Bedingung möglich, daß es sich um ebene Stoßwellen handelt und kugelförmige nicht zustande kommen. In der Tat beziehen sich alle bisher vorliegenden Messungen auf Detonationsgeschwindigkeiten in engen Röhren oder schmalen Strängen, wobei die Möglichkeit der Ausbildung kugelförmiger Stoßwellen, wie solche bei explodierenden großen Massen immerhin wahrscheinlicher sind, von vornherein ausgeschlossen wird.

82. Man geht wohl nicht fehl in der Annahme, daß die Detonationsgeschwindigkeit, selbst in homogenen gasförmigen Gemischen, einer befriedigenden rechnungsmäßigen Behandlung bisher nur schwer zugänglich ist. P. VIEILLE[4] hält, ebenso wie vor ihm M. BERTHELOT, die ermittelten Grenzwerte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit explosiver Vorgänge für keineswegs konstante Zahlen, zumal hinsichtlich der pulverförmigen, plastischen und festen Explosivstoffe oder Explosivstoffmischungen, sondern erachtet sie als bedingt durch die mehr oder weniger willkürlich festgelegte Versuchsanordnung, insbesondere durch die wechselnde Dichte des explosiblen Systems (Ziffer 73), wodurch auch die Dichte der gasförmigen Explosionsprodukte und in nächster Folge die Geschwindigkeit der Explosionswelle beeinflußt werde. Je größer jene Dichte sei, um so rascher wachse die Geschwindigkeit der Explosionswelle, nicht proportional, sondern in weit stärkerem Verhältnisse. Könnte die Dichte der gasförmigen Explosionsprodukte im Augenblicke der Detonation das theoretische Maximum oder die Dichte des ursprünglich flüssigen oder festen Explosivstoffes selbst erreichen, dann müßten sich Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ergeben, die weit über die bisher gemessenen Beträge hinausgehen. Unter Zugrundelegung der Formel

$$v = \sqrt{\frac{E \cdot \gamma}{d}},$$

worin bedeuten E die Elastizität der gasförmigen Explosionsprodukte bei konstanter Temperatur, γ das Verhältnis der spezifischen Wärme dieses Mediums bei konstantem Druck zu derjenigen bei konstantem Volumen, d die Dichte desselben Mediums, leitet P. VIEILLE für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosionswelle, beispielsweise in gepreßter, trockner Schießwolle, folgende Werte ab:

Tab. 24. VIEILLES Beziehung zwischen Dichte und Detonationsgeschwindigkeit für Schießwolle.

Kubische Dichte	Geschwindigkeit m
0,1	1 271
0,8	5 700
0,9	11 400
1,0 und darüber	bis ∞

Detonationsgeschwindigkeiten von mehr als 6000 $\frac{\text{m}}{\text{sec}}$ sind für gepreßte Schießwolle der Dichte 1,2 bis 1,4 in vereinzelten Fällen beobachtet worden (Tab. 22), doch weiß man nicht, inwieweit Messungsfehler das Resultat beeinflußt haben.

[1] E. JOUGUET, Compt. rend. **138**, 1685; 1904; **139**, 121; 1904; **140**, 711; 1905; **142**, 1034; 1906; **144**, 415, 1907. Vergl. auch A. SCHUSTER, Phil. Trans. **184**, 152; 1893. D. L. CHAPMAN, Phil. Mag [5] **47**, 90; 1899. CRUSSARD, Compt. rend. **144**, 417; 1907. CRUSSARD und E. JOUGUET, Compt. rend. **144**, 560; 1907. H. MACHE, Ann. Phys. [4] **24**, 544; 1907. — [2] B. RIEMANNN, Göttinger Abhandlungen **8**, 43, 1858. — [3] H. HUGONIOT, Journ. Math. pures et appl. [4] **3**, 477, 1887; **4**, 153, 1888. Siehe auch W. NERNST, Physik. chem. Betrachtungen über den Verbrennungsprozeß in den Gasmotoren. Zeitschr. d. Vereins d. Ingenieure. Berlin 1905. — [4] P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. IV, 20, 1891. Vergl. auch R. THRELFALL und ADAIR, Proc. Roy. Soc. **45**, 450, 1889; **46**, 496, 1890.

Gegenwärtig erscheint vorstehende Ableitung insofern nicht mehr mit den Tatsachen in Einklang, als die erwähnten Untersuchungen von DAUTRICHE (Ziffer 73) ergeben haben, daß die Detonationsgeschwindigkeit pulverförmiger Sprengstoffe, wie Cheddit und Guhrdynamit, keineswegs dauernd zunimmt mit wachsender Dichte, sondern sehr bald ein Maximum erreicht und dann wieder kleiner wird.

83. Wenn man sich vergegenwärtigt, daß in nicht homogenen Explosivstoffen die sprengkräftige Materie mit anderer, inerter, meist aus Luft bestehender abwechselt, wodurch die, rein chemischen Ursachen ihr Dasein verdankende Stoßwelle notwendig diskontinuierlich werden muß, so ist der oben (Ziffer 73) nachgewiesene Einfluß der Konzentration auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Explosionsvorganges nicht überraschend. Schon M. BERTHELOT[1] stellte sich vor, daß die von ihm aufgefundene Explosionswelle in zwei verschiedene Arten von Stoßwellen zu zerlegen sei: in eine rein chemische Stoßwelle, der eigentlichen sogenannten Explosionswelle, bestehend in einer ununterbrochenen Umwandlung chemischer Energie in kalorische und mechanische, und einer zweiten, der rein physikalischen. Die chemische Stoßwelle, einmal erzeugt, pflanzt sich mit konstanter Geschwindigkeit fort, weil sie von der sich wiederholenden chemischen Reaktion unterhalten wird, während die physikalische Stoßwelle ständig, mit dem Quadrate der Entfernung (Ziffer 151) an Intensität abnimmt, da ihre kinetische Energie, die sie dem ursprünglich chemischen Impulse verdankt, sich in der inerten Umgebung zerstreut. Schließt man sich diesem Gedankengange an, dann erscheint es begreiflich, daß beide Arten von Stoßwellen und demgemäß auch ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sich mehr oder minder vollkommen übereinanderlagern müssen, je nach Beschaffenheit und Größe der inerten Zwischenräume in dem nicht homogenen Explosivstoffe. (Vergl. unter „Explosionsstoß" sowie auch über den dämpfenden Einfluß von Luft, Ziffer 154).

III. Explosionsdruck.

84. Die explosiv verlaufenden Umwandlungen sind ganz allgemein gekennzeichnet durch ihre Fähigkeit, in überaus kurzer Zeit ein beträchtliches Maß von mechanischer Arbeit zu leisten. Als Träger dieses Arbeitsvermögens kommen lediglich gas- und dampfförmige Explosionsprodukte in Betracht, indem nur solche geeignet sind, die freigewordene Energie der exothermen Reaktion außer als Wärme auch in Gestalt von Spannkraft in sich aufzunehmen. Mit je größerer Geschwindigkeit die chemische Umsetzung ausgelöst und fortgepflanzt wird, um so weniger Wärme geht für die Expansionsbewegung durch Strahlung und Leitung verloren; auch im ungünstigsten Falle, bei relativ langsam verlaufenden Explosionsvorgängen, verbleibt den Gasen so viel Expansionsenergie, daß das umgebende Medium einen entsprechenden Druck erfährt. Zwischen der Geschwindigkeit explosiver Vorgänge und den begleitenden Explosionsdrucken ergibt sich hieraus ein inniger Zusammenhang. Ob die Geschwindigkeit der Expansionsbewegung im Beginne als identisch anzusehen ist mit der Geschwindigkeit der Auslösung oder Fortpflanzung einer explosiven Reaktion dürfte mindestens zweifelhaft sein; denn, wenn Gase expandieren, findet ein Transport von Masse statt, während in der Explosionswelle nur eine chemische Zustandsänderung sich ausbreitet. Ist aber die Geschwindigkeit, mit welcher die Explosionsgase im ersten Augenblicke expandieren nicht gleich der Detonationsgeschwindigkeit, dann kann auch z. B. die kinetische Energie der Gase nicht gleich dem Produkte aus halber Masse derselben und dem Quadrate der Detonationsgeschwindigkeit gesetzt werden (vergl. Ziffer 90).

---

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 122.

85. Über den Druck der gasförmigen Explosionsprodukte in dem ersten Stadium des Explosionsvorganges, d. h. in dem Stadium zwischen Auslösung der explosiven Umsetzung und Beginn der Expansionsbewegung ist man hinsichtlich gasförmiger explosibler Systeme einigermaßen unterrichtet; es kann sich hierbei nur um Druckhöhen handeln, die nicht erheblich den meßbaren Explosionsdruck überschreiten, welcher auf die Gefäßwandung übertragen wird. Für flüssige und feste Explosivstoffe hingegen ist dieser Druck so groß, daß er sich einer auch nur annähernden experimentellen Bestimmung entzieht. Man schätzt ihn auf Zehntausende von Atmosphären; rechnungsmäßig müßte er sogar einen nahezu unendlich großen Wert[1] annehmen können, und zwar immer in dem Falle, wenn das sogenannte »Kovolum des Explosivstoffes« gleich oder größer ist als das Volumen der Substanz vor der Explosion, wobei man die Moleküle selbst als unzusammendrückbar voraussetzt. 1 Mol. Knallquecksilber beispielweise zerfällt explosiv gemäß der Gleichung:

$$Hg(CNO)_2 = 2\,CO + N_2 + Hg$$

in 4 Mol. Explosionsgas, die bei 0° C und 760 mm einen um das tausendfache größeren Raum einnehmen, als die ursprüngliche Substanz. Denkt man sich den umgekehrten Weg eingeschlagen, das heißt in der Vorstellung diese 4 Mol. Gas wieder komprimiert, so wird zwar das Gesamtvolumen derselben abnehmen in dem Maße, als der Druck wächst, aber nicht fortdauernd, sondern nur bis zu einem Endzustande, bei welchem den 4 Mol. kein Spielraum mehr bleibt. Dieses Volumen, obwohl es größer ist als das Volumen des Knallquecksilbermoleküls, kann keine weitere Zusammendrückung mehr erfahren. Es stellt das untere Grenzvolumen der neuentstandenen Moleküle dar und wird bezeichnet als das Kovolum des Knallquecksilbers.[2] E. SARRAU[3] hat das Kovolum der bei Explosionen am häufigsten auftretenden Gase (Kohlensäure, Stickstoff, Wasserstoff usw.) aus den Untersuchungen von E. H. AMAGAT[4] über deren Zusammendrückbarkeit abgeleitet und gefunden, daß es rund $\frac{1}{1000}$ des Volums der betreffenden Gase bei 0° und 760 mm beträgt. Mit diesem Werte des Kovolumens kann man wie mit einer experimentell gegebenen Größe verfahren; es ist jedoch nicht zu vergessen, daß die Berechnungen des Kovolumens an sich nur rein theoretische Annäherungen sind, die von der Wirklichkeit möglicherweise erheblich abweichen.

Daß bei einem praktisch unendlich großen Drucke jeder Widerstand, die stärkste Umhüllung, der härteste Fels, gebrochen werden müßten, unterliegt keinem Zweifel, und man begreift die Wirksamkeit der Sprengstoffe zumal bei hohen Ladedichten.

86. Alle experimentellen Ermittelungen von Explosionsdrucken beziehen sich tatsächlich auf das zweite Stadium des Explosionsvorganges, also auf Zustände nach eingeleiteter, zumeist schon weit vorgeschrittener Expansion. Die innerhalb eines geschlossenen Gefässes durch die Explosion entbundenen Gase stoßen auf die ihnen Widerstand bietende Umschließung, und die hierbei eintretende, mehr oder weniger schnell sich vollziehende Drucksteigerung sowie der überhaupt erreichte höchste Druck, der Explosionsdruck im engeren Sinne, sind es, welche gemessen werden. Die Geschwindigkeit der expandierenden Gase selbst kommt nicht zur Messung; diese bleibt im allgemeinen unbekannt. Man weiß nur, daß sie im ersten Augenblicke der Explosion jedenfalls sehr groß ist, vielleicht sogar die Geschwindigkeit der Explosionswelle übertrifft (Ziffer 84), um dann am Ende der Expansion bis auf Null herabzusinken.

---

1 E. SARRAU, Mém. Poudr. Salp. V, 125, 1892; VII, 225, 1894. — 2 Richtiger hieße es wohl das Kovolumen der Explosionsprodukte. — 3 E. SARRAU, Compt. rend. **94**, 639, 718, 845, 1882. — 4 Zusammengefaßt in den Ann. Chim. Phys. **29**, 68, 1893.

I. Geschwindigkeit der Drucksteigerung.

87. Wenn ein Explosionsvorgang in einem geschlossenen, unnachgiebigen Raume, etwa in einer Explosionsbombe, vor sich geht, dann wird die Geschwindigkeit der Drucksteigerung ganz allgemein durch folgende gesetzmäßige Beziehung zwischen Zeit und Druck wiedergegeben (Fig. 14):

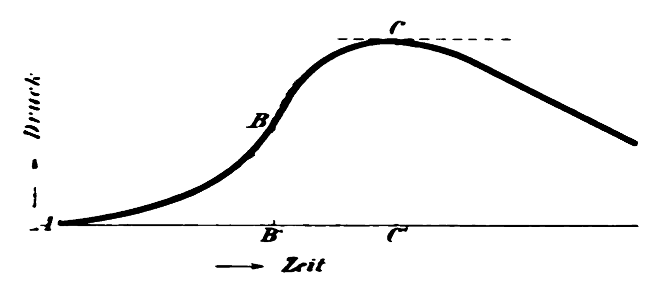


Fig. 14. Geschwindigkeit der Drucksteigung.

In dem Punkte A, unmittelbar nach der ersten Berührung der expandierenden Explosionsgase mit der Gefäßwandung, beginnt die Druckzunahme, und sie schreitet dann mit wachsender Geschwindigkeit fort. Der Wendepunkt B bezeichnet das Maximum der Geschwindigkeit der Drucksteigerung, wobei der Explosionsdruck selbst durch die Ordinate BB' wiedergegeben wird. Die Geschwindigkeit der Druckzunahme wird hierauf wieder kleiner und sinkt auf Null in dem Punkte C, wo die Tangente parallel zur Abszissenachse verläuft und der Explosionsdruck sein Maximum CC' erreicht. Die Geschwindigkeit der Druckzunahme wird hierauf negativ; der Explosionsdruck nimmt ab bis zu einem durch die Versuchsbedingungen (Ladedichte, Temperatur usw.) gegebenen Endwerte.

88. Der mehr oder weniger steile Verlauf dieser Druckkurve, der in den Quotienten $\frac{BB'}{AB'}$ oder auch $\frac{CC'}{AC'}$ seinen zahlenmäßigen Ausdruck findet, steht in naher Beziehung zu einem Verhalten explosibler Systeme, welches man deren Brisanz benannt hat. Von brisanter Wirkung am Orte eines Explosionsvorganges pflegt man zu sprechen, wenn umgebende träge Massen, die ein relativ langsam anwachsender Explosionsdruck im Ganzen oder in größeren Stücken, namentlich auch in vorgeschriebener Richtung, fortbewegt hätte, ihren Zusammenhalt bis zum Zerstäuben verlieren. Brisante explosible Systeme sind in der Regel dadurch ausgezeichnet, daß sie frei aufliegend oder bei schwachem Einschluß, bei leichter Verdämmung und unter ähnlichen Verhältnissen häufig ihre volle Sprengwirkung zu entfalten vermögen. Das Gebiet brisanter Wirkungen erachtet man als auf die nächste Umgebung des Explosionsherdes beschränkt, und es erstreckt sich daher vorzugsweise auf das mit dem Explosivstoffe in direkter Berührung stehende Medium.

89. Man hat von diesen Erfahrungen einzelne, mehr oder weniger charakteristische, herausgegriffen, um den Brisanzgrad von Sprengstoffen zahlenmäßig festzulegen, ohne daß es indessen gelungen wäre, die Bedürfnisse der Technik in vollem Umfange zu befriedigen. Als wichtigste Versuchsanordnungen sind folgende zu nennen:[1]

a) Die zu prüfende Substanz wird als Patrone auf eine Eisenschiene, Holzbohle, Stahlscheibe, einen Bleizylinder (Fig. 15) oder dergleichen aufgelegt und mit

[1] Ph. Hess, Mittlg. Gegenst. Art. Geniew. **10**, 139, 1879; Zeitschr. angew. Chem. **17**, 545, 1904; C. Beckerhinn, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **8**, 71, 1877; M. v. Förster, Versuche mit komprimierter Schießwolle 1883—86; F. Heise, Sprengstoffe u. Zündung der Sprengschüsse 1904, 37; Mém. Poudr. Salp. I. 120, 1882—83; IX, 29, 1897; XII, 232, 1903—04.

Sprengkapsel abgeschossen. Aus der Größe der Zersplitterung, aus der Tiefe des Durchschlages und ähnlichen Anzeichen wird die Brisanz beurteilt.

Die gebräuchlichste Vorrichtung zur Erprobung der Brisanz insbesondere von Sprengkapseln ist folgende:

Eine 4 mm dicke, quadratische Bleiplatte von 45 mm Seitenlänge wird auf einen Stahlring aufgelegt. Auf diese Bleiplatte kommt die zu prüfende Sprengkapsel, die man vermittelst einer Zündschnur initiiert, welche durch das Auge eines darüber angebrachten Bügels geführt ist, um zugleich die Sprengkapsel in ihrer senkrechten Stellung festzuhalten. Die Kapsel schlägt bei der Explosion in die Bleiplatte eine Vertiefung ein, die in Verbindung mit den weiteren Explosionsspuren dem Auge ein Bild von dem Grade der vorhandenen

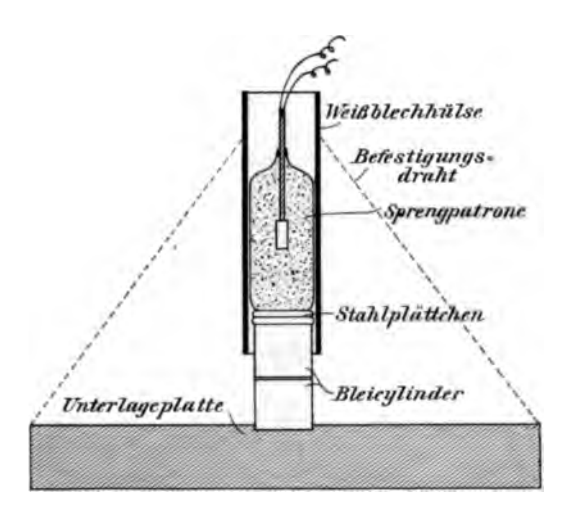


Fig. 15. Ermittelung der Brisanz durch Stauchung eines Bleizylinders.

Brisanz und des weiteren ein Urteil über die Gebrauchsfähigkeit der Sprengkapsel als Zündmittel gestattet. In Figur 16 sind vier Bleiplatten abgebildet, welche die Wirkungen von Sprengkapseln ungleicher Brisanz versinnlichen sollen. Die Bleiplatte I wurde von einer kräftigen Sprengkapsel völlig durchschlagen, Platte II von einer schwächeren Sprengkapsel nur eben durchbohrt. Auf beiden Platten erkennt man die Spuren der zerstäubten Kupferhülse in strahlenförmiger Anordnung. Auf den Bleiplatten III und IV haben schlechte (feuchte) Sprengkapseln nur leichte Vertiefungen erzeugt und einen Strahlenkranz zurückgelassen, der mit seinen zum Teil groben Eindrücken auf eine nur unvollkommene Zerlegung der Kupferhülse deutet.

b) 10 g der zu prüfenden Substanz werden in Gestalt einer Patrone, die sich auf einem kleinen Dreifuß von bestimmter Höhe befindet, vermittelst Sprengkapsel initiiert. Der in radialer Richtung fortschreitende Druck der Explosionsgase überträgt sich durch den Luftzwischenraum hindurch auf eine stählerne Platte und von dieser durch Vermittelung eines stählernen Stempels auf einen Zylinder aus weichem Kupfer oder Blei. Die Größe der Stauchung dieses Körpers gilt als Maß für die Brisanz. Da eine unmittelbare Berührung des Sprengkörpers mit der Meßvorrichtung nicht statthat, so kann bei dieser Anordnung die Brisanz wie sie oben (Ziffer 88) definiert wurde, nur sehr unvollkommen zur Geltung kommen.

c) Die Explosion der zu prüfenden Substanz wird innerhalb eines massiven Bleizylinders von bestimmten Abmessungen vorgenommen, der eine zentrale Bohrung von ebenfalls genau bekannten Dimensionen hat (TRAUZLsche Bleiblockprobe). In die Bohrung des Bleizylinders bringt man 10 g der betreffenden Substanz — mit Sprengkapsel versehen — füllt den übrig gebliebenen Hohlraum der Bohrung mit trockenem Sande und feuert ab. Es entsteht ein flaschenförmiger Hohlraum, dessen Volumen ausgemessen wird. Auf Fig. 17 ist je eine Hälfte

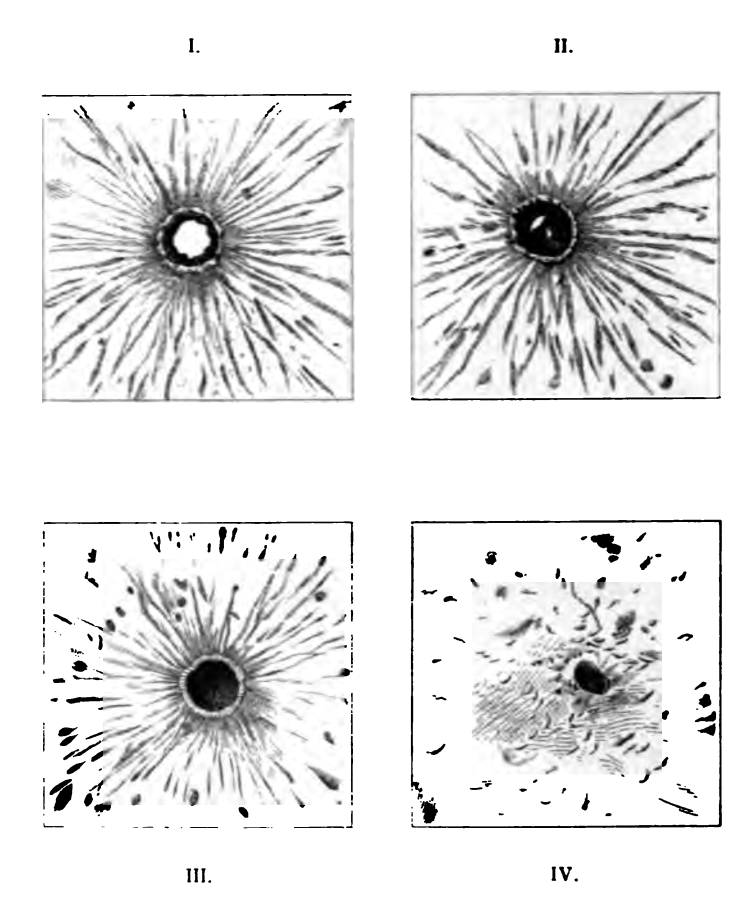


Fig. 16. Wirkungen von Sprengkapseln verschiedener Brisanz auf Bleiplatten.

des TRAUZLschen Bleiblocks dargestellt, teils in dem Zustande vor dem Abschuß (I) nebst Sprengstofffüllung und elektrischer Sprengkapsel, teils nach dem Abschuß (II), wobei der ehemalige Inhalt vollkommen zerstäubt ist.

Die Erfahrung lehrt, daß von der verfügbaren Kraft eines Explosivstoffes im allgemeinen um so mehr zur Ausbauchung des Bleizylinders verwendet wird, je brisanter (Ziffer 88) der Sprengstoff ist. Knallquecksilber erzeugt dementsprechend einen im Verhältnis zu seiner geringen Gesamtenergie großen Hohlraum, Schwarzpulver dagegen, und ebenso auch gelatinierte rauchlose Pulver, einen geringen, dessen Aussehen und Gestalt darauf schließen läßt, daß die Explosionsgase langsamer entwickelt werden und mehr Zeit haben, durch den mit lockerem Sande besetzten Kanal zu entweichen (vgl. auch Tabelle 25).

Tabelle 25. Brisanz einiger Explosivstoffe.

Nr.	Bezeichnung des Explosivstoffes	Ausbauchung* im Bleiblock ccm	Wertverhältnis** nach der Ausbauchung	nach der vorhandenen Energie
1	Nitromannit	650	125	136
2	Nitroglyzerin	600	115	120
3	Sprenggelatine (8% Kollodiumwolle)	520	100	100
4	Schießwolle (13% Stickstoff)	420	81	123
5	Gelatinedynamit (60% Nitroglyzerin)	410	79	132
6	Guhrdynamit (75% Nitroglyzerin)	350	67	85
7	Kollodiumwolle (12% Stickstoff)	250	48	108
8	Pikrinsäure	300	58	118
9	Ammonsalpetersprengstoff	300	58	95
0	Nitroglyzerinpulver (40% Nitroglyzerin)	150	29	37
1	Schießwollpulver	150	29	54
2	Knallquecksilber	150	29	116
3	Schwarzpulver	30	6	15

* Nach Abzug von 61 ccm für den ursprünglichen Hohlraum, sowie 17 ccm für die 2g-engkapsel. — ** Sprenggelatine gleich 100 gesetzt. Um überhaupt relative Vergleiche an-len zu können, wird ferner die Voraussetzung gemacht, daß von je 100 vorhandener Energie Sprenggelatine durch die Ausbauchung 100 nachgewiesen werden.

d) Die zu prüfende Substanz befindet sich in dem Hohlraum eines Spreng-schosses. Man feuert mit Hilfe einer Sprengkapsel ab und zählt die Sprengstücke.

90. Inwieweit diese und analoge empirische Methoden eine angemessene ›rstellung von der relativen Brisanz verschiedener Explosivstoffe vermitteln, ist ch eine offene Frage. In den Begriff der Brisanz gehen so viele Faktoren erbrennungs- und Detonationsgeschwindigkeit, Explosionswärme, spezifische und bische Dichte, spezifisches Gasvolumen usw.) ein, daß ein präziser Ausdruck h dafür nicht hat aufstellen lassen.

Manche Sprengtechniker[1] erklären die Detonationsgeschwindigkeit als den ıßgebenden Faktor für die Brisanz eines explosiblen Systems, und in der Tat große Geschwindigkeit der explosiven Umsetzung eine Hauptbedingung für das ftreten brisanter Wirkungen. Ein völliger Parallelismus zwischen Detonations-schwindigkeit eines gegebenen Explosivstoffes und den von ihm erzeugten sanzwirkungen, Stauchungen von Metallzylindern, Ausbauchungen von Blei-icken, Übertragung der Zündung von Patrone zu Patrone auf größere Ent-nung und dergleichen, scheint indessen nicht erweisbar zu sein. M. DAUTRICHE[2] ß sowohl die Detonationsgeschwindigkeit von Dynamit Nr. 1 (75% Nitro-zerin, 25% Kieselguhr) bei verschiedenen Dichten, wie auch die durch Ex-sion von 20 g solchen Dynamits auf Bleizylinder von 36 mm Durchmesser l 72 mm Höhe (Fig. 15) hervorgebrachten Stauchungen und fand, daß dem ximum der Detonationsgeschwindigkeit keineswegs auch das Maximum der uchung entsprach; ferner konnten die Detonationsgeschwindigkeiten im Ver-:nis von 1 : 3 wechseln, während die entsprechenden Stauchungen des Blei-nders nur zwischen 1 und 2 schwankten. Ebenso zeigten die durch 10 g ıamit verschiedener Dichte im TRAUZLschen Bleiblock erzeugten Ausbauchungen : in weiten Grenzen sich bewegende Unabhängigkeit von den entsprechenden onationsgeschwindigkeiten.

Man weiß auch, daß die Detonationsgeschwindigkeit gasförmiger Systeme B. von Knallgas = 2800 m) sehr nahe derjenigen von spezifisch brisanten engstoffen (z. B. von Ammonkarbonit = 3000 m) gleichkommen kann, ohne daß

[1] H. METTEGANG, Bericht des V. internationalen Kongresses für angew. Chemie 1903, II, ; vergl. auch C. E. BICHEL, Glückauf **41**, 469, 1905. R. THRELFALL, Phil. Mag. [5] 174, 1886. — [2] M. DAUTRICHE, Compt. rend. **144**, 1030, 1907.

jene brisante Wirkungen auszuüben vermögen. Hier ist es offenbar die mangelnde Dichte gasförmiger Systeme, welche brisante Wirkungen ausschließt, so daß sie, beispielsweise in Gasmotoren, als Treibmittel dienen können, und man erkennt, daß auch spezifische, beziehungsweise kubische Dichte und Brisanzgrad in einem gewissen Abhängigkeitsverhältnis zueinander stehen. Ein anderes Beispiel hierfür ist die geringere Brisanz der kubisch leichten Nitrozellulose gegenüber dem kubisch dichten Nitroglyzerin, obwohl ersterer die größere Detonationsgeschwindigkeit zukommt. (Tabelle 22.)

C. E. BICHEL[1] hat den Vorschlag gemacht, das Produkt aus halber Masse der Explosionsprodukte mit dem Quadrate der Detonationsgeschwindigkeit als Vergleichsmaßstab für brisante Wirkungen heranzuziehen. Dieser Vorstellung liegt die Annahme zugrunde, daß die expandierenden Gase mit der Geschwindigkeit der Detonationsfortpflanzung, also derjenigen der Explosionswelle, vom Explosionsorte forteilen. Was wir Explosionswelle nennen, ist indessen keine reelle Bewegung, sondern eine nur virtuelle, ähnlich wie in der Schallwelle sich eine physikalische Zustandsänderung fortpflanzt, im Sturm dagegen die Luftmasse selbst (Ziffer 84).

M. BERTHELOT[2] hat auch die größere oder geringere Dissoziationsfähigkeit der Explosionsprodukte zur Erklärung des ungleichen Brisanzgrades mancher Explosivstoffe herangezogen. Die besonders hohe Brisanz von Knallquecksilber, Chlor-





Fig. 17. TRAUZLscher Bleiblock vor (I) und nach (II) dem Abschuß (im Durchschnitt).

[1] C. E. BICHEL, Glückauf **41**, 465, 1905. Zeitschr. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. **3**, 341, 1908. — [2] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, II, 177.

stickstoff usw., deren Explosionsprodukte (N_2, CO, Hg, Cl_2) selbst unter günstigen Umständen, bei den höchsten Temperaturen, keiner merklichen Dissoziation unterliegen, wurde von diesem Gesichtspunkte aus gedeutet.

91. Was die nachstehend besprochenen Methoden, welche die Bestimmung der Geschwindigkeit der Druckentwicklung zum Gegenstande haben, anlangt, so setzen diese eine bereits stattgefundene, relativ große Expansion der Explosionsgase voraus (Ziffer 86) und können daher über die Phase des Explosionsvorganges, in welcher brisante Wirkungen überwiegen, keine entscheidende Aussage machen; alle Bemühungen, gerade dieses Stadium der Druckentwicklung näher zu verfolgen, mußten an der unüberwindlichen Schwierigkeit scheitern, exaktere Maßwerkzeuge zu konstruieren, die nicht zerschmettert werden. Immerhin haben auch die mit zugänglichen Hilfsmitteln angestellten Versuche zu der wichtigen Erkenntnis beigetragen, daß die Brisanz keine feststehende, unabänderliche Eigenschaft einiger besonders bemerkenswerter Sprengstofftypen ist, sondern, daß die bekannten Hilfsmittel, welche die Geschwindigkeit explosiver Vorgänge in den Bereich der Regelbarkeit rücken, wie namentlich geeignete Initialimpulse und Änderungen der physikalischen Beschaffenheit des Explosivstoffes, auch die Brisanz zu erhöhen oder zu vermindern gestatten. In welchem Grade dies möglich geworden ist, lehrt die Verwendung von Schießwolle und von Nitroglyzerin als Treib-

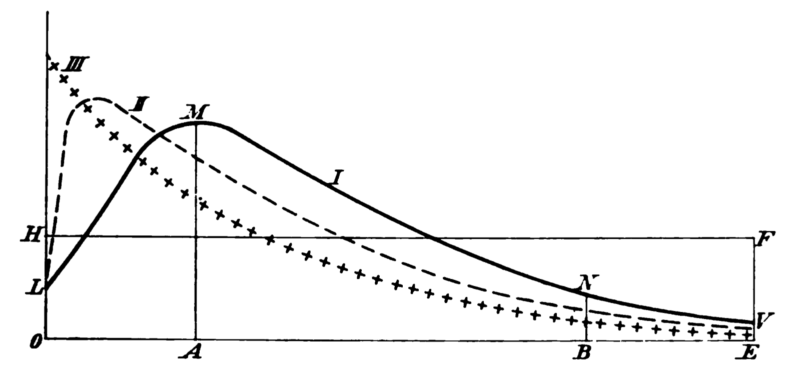


Fig. 18. Gasdruck bei beweglicher Vorlage (in der Schußwaffe).

mittel für Feuerwaffen. Die genannten, mit Recht zu den brisanten Sprengstoffen gezählten Bestandteile der modernen rauchlosen Schießpulver erfahren durch den Fabrikationsprozeß der Gelatinierung ohne Beeinträchtigung ihres Energieinhaltes eine derart beträchtliche Verminderung ihrer Explosionsgeschwindigkeit, daß das Endprodukt den Charakter der Brisanz fast völlig abgelegt hat (Ziffer 68). Eine scharfe Scheidung brisanter Explosivstoffe von nicht brisanten, wie man sie früher angestrebt hat, ist somit nicht durchführbar.

92. Die Geschwindigkeit der Drucksteigerung bei Explosionsvorgängen wurde als bedeutungsvoller Faktor zuerst in bezug auf den Schuß aus Feuerwaffen erkannt und zwar mit Rücksicht sowohl auf deren Erhaltung wie auf sichere Führung und Fortbewegung der Projektile. Die kinetische Energie des Geschosses einer Feuerwaffe ist das Resultat nicht eines einzelnen Druckes sondern einer fortlaufenden Reihe von Drucken, die vom Geschoßlager bis zur Laufmündung auf die Vorlage einwirken, und kann bei vielen mäßigen Drucken größer sein als bei wenigen hohen und vielen niedrigen.[1] Trägt man in das rechtwinklige Koordinatensystem (Fig. 18) die von der Bodenfläche eines Geschosses im Lauf (OE) zurückgelegten Wege als Abszissen (OA, OB) und die

[1] J. S. v. ROMOCKI, Geschichte der Explosivstoffe 1896, II, 14.

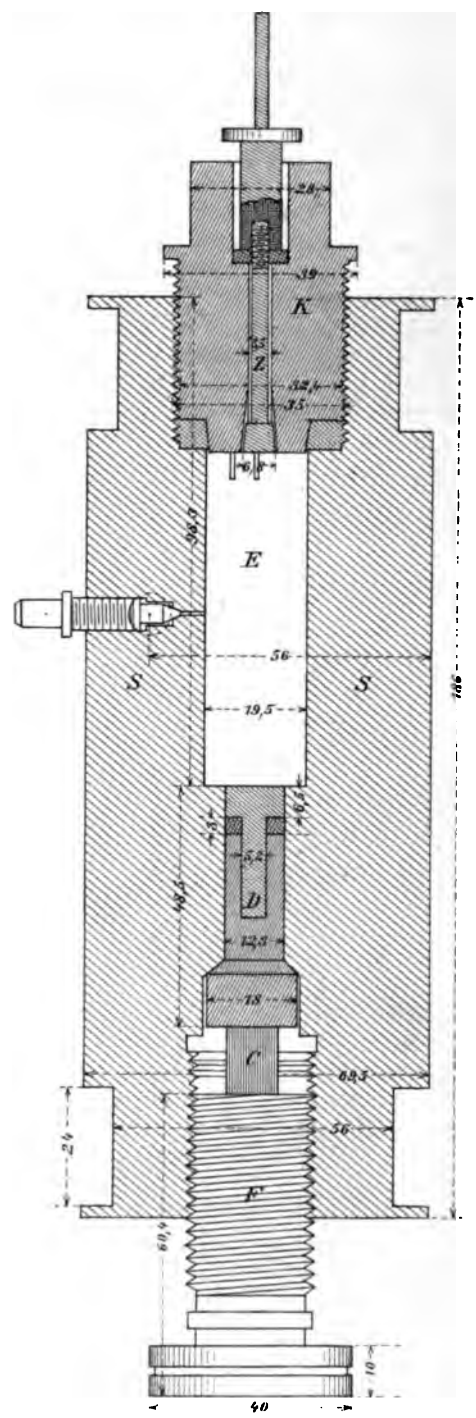


Fig. 19. Explosionsbombe für hohe Drucke.

auf das Geschoß einwirkenden Drucke als Ordinaten *(O L, A M, B N, E V)* ein, so wird die Fläche *(O L M N V E)* die gesamte auf das Geschoß übertragene Arbeit des Pulvers im Lauf und somit die dem Geschoß an der Laufmündung innewohnende kinetische Energie bedeuten. Nimmt man an, anstatt der verschieden hohen Drucke hätte ein stets gleicher mittlerer Druck *(O H)* gewirkt und die Fläche (Arbeit) *(O H F E)* sei gleich der Fläche (Arbeit) *(O L M N V E)*, so wird das Geschoß in beiden Fällen die gleiche kinetische Energie erhalten; in welchem Falle aber der Lauf der Waffe, auf den jeweilig derselbe Druck wie auf das Geschoß einwirkte, mehr angestrengt worden ist, bedarf keiner weiteren Erörterung. Die durch *(H F)* angedeuteten idealen Druckverhältnisse lassen sich in der Praxis nicht erreichen, und auch die in *(L M N V)* angenommenen sind noch sehr günstig; im allgemeinen begnügt man sich mit solchen, wie sie durch die Kurve II dargestellt sind, während die Kurve III den äußerst ungünstigen Fall ausdrückt, daß der Gasdruck das Maximum erreicht hat, noch ehe das Geschoß aus seiner Ruhelage gerückt ist.

93. Eine Vorrichtung, welche die Geschwindigkeit der Drucksteigerung in Feuerwaffen näher zu verfolgen gestattet, ist der von H. Sébert[1] ausgebildete, in vervollkommneter Gestalt auch heute noch benutzte Rücklaufmesser. Es findet darin Verwertung das Gesetz von der Erhaltung des Schwerpunktes, nach welchem bei einem System starr verbundener Körper, sobald deren Zusammenhang nur durch eine innere Kraft zerstört wird, die einzelnen Teile derart sich fortbewegen, daß der Schwerpunkt des ganzen Systems seine Ruhelage beibehält. Wird demnach aus einem Kanonenrohre vom Gewicht *R*, das durch Einlagerung in

[1] H. Sébert, Les appareils Marcel-Deprez pour la mesure des pressions des gaz de la poudre 1875; Mitth. Gegenst. Art. Geniew. **10**, 363, 1879; vergl. auch W. Heydenreich, Lehre vom Schuß 1898, I. 24.

einen Schlitten vom Gewicht S mit diesem ohne nennenswerte Reibung genau in Richtung der Seelenachse zurückgleiten kann, durch Entzündung einer Pulverladung vom Gewicht L ein Geschoß vom Gewicht G herausgeschossen, so müssen bis zum Austritt des Geschosses aus der Mündung zu jeder beliebigen Zeit die vom Kanonenrohr mit Schlitten einerseits, vom Geschoß andererseits zurückgelegten Wege w_R beziehungsweise w_G in einem solchen Verhältnis zueinander stehen, daß der Schwerpunkt von Kanonenrohr, Schlitten, Geschoß und Ladung zusammen an der Stelle verbleibt, an der er sich vor dem Schuße befand. Dies ist der Fall, sobald erfüllt ist

$$w_G : w_R = \left(R + S + \frac{L}{2}\right) : \left(G + \frac{L}{2}\right).$$

Sobald daher innerhalb bestimmter Zeitunterschiede die Wege, die das Kanonenrohr mit Schlitten zurückgelegt hat, gemessen werden, lassen sich auch die Wege des Geschosses innerhalb dieser Zeitunterschiede berechnen und daraus weiterhin die jeweiligen Gasdrücke.

94. Zur Ermittelung der Geschwindigkeit, mit welcher der Explosionsdruck in gasförmigen Gemischen anwächst, bediente sich P. VIEILLE[1] einer Meßmethode, die im wesentlichen in der Registrierung der Verschiebung eines Kolbens von bekannter Masse und bekanntem Querschnitt besteht. Aus dem Gesetze der Bewegung des Kolbens kann man seine Beschleunigung unter dem Einflusse der expandierenden Gase ableiten und folglich auch die Kräfte, die in den verschiedenen Stadien seiner Bewegung auf ihn einwirken. Ein schmiedeeiserner Behälter von etwa 4 l Fassungsraum wurde mit dem entzündlichen Gasgemisch unter Atmosphärendruck gefüllt und dieses durch elektrischen Funken zur Explosion gebracht. Der sich entwickelnde Druck wirkte auf einen mit dem Behälter verbundenen Kolben von 15 mm Durchmesser, der mit Schreibfeder versehen war, so daß seine Bewegung auf einer berußten Trommel sichtbar wurde. Die Schreibfeder des Kolbens war mit in den Stromkreis eingeschaltet, und im Augenblick der Zündung des Gasgemisches sprang auch ein Funken von der Feder auf die Trommel über, welcher auf dieser einen scharf abgegrenzten weißen Punkt erzeugte, der den Beginn der Bewegung zeitlich festlegte. Da der Hub des Kolbens nur 5 mm betrug, erfolgten die Ablesungen auf den Diagrammen mittelst Mikroskops. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel im Augenblicke der Explosion vermerkte eine Stimmgabel von bekannter Schwingungszahl, deren Oszillationen sich als Wellenlinie auf der Trommel (Ziffer 95) abhoben.

95. Bei der Explosion flüssiger oder fester Explosivstoffe können weit höhere Drucke als für Gase in Frage kommen, und man bedient sich daher zweckmäßig starkwandiger Explosionsbomben mit NOBLEscher Stauchvorrichtung (Fig. 19). Ein Stahlzylinder S begrenzt den Explosionsraum E, der nur von mäßiger Größe zu sein pflegt, im allgemeinen nicht mehr als 30 ccm Inhalt faßt und demgemäß auch nur geringe Mengen Explosivstoff aufzunehmen vermag. Den Abschluß des Explosionsraumes bildet am oberen Ende des Stahlzylinders eine Schraube K, durch die ein isolierter Stift Z geführt ist; am unteren Ende sitzt ein saugend geführter Stempel D nebst Zubehör zur Registrierung des Explosionsdruckes. Die Zündung erfolgt durch einen elektrisch glühend gemachten dünnen Eisen- oder Platindraht, wobei der Strom seinen Weg durch den genannten isolierten Stift Z, den Zündungsdraht und die Schraube K nimmt. Das Wesentliche der Vorrichtung zum Registrieren des Explosionsdruckes besteht in einem Zylinder aus weichem Kupfer C von 13 (15) mm Höhe und 8 (10) mm Durchmesser (Ziffer 105), auf dessen polierte Endflächen einerseits der erwähnte bewegliche Stempel, andererseits als Widerlager eine das untere Ende des Stahlzylinders abschließende zweite

[1] P. VIEILLE, Compt. rend. **95**, 1280, 1882; Mém. Poudr. Salp. X, 177, 1899.

Schraube F aufsitzt. Bei den hier anzuführenden Untersuchungen von E. SARRAU und P. VIEILLE[1] war seitlich an dem Stempel ein Schreibstift befestigt, der dessen Bewegung, sobald der Explosionsdruck den Kupferzylinder zusammendrückte, auf eine rotierende berußte Trommel übertrug. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Registriertrommel wurde auch hier mit Hilfe einer schwingenden Stimmgabel festgelegt. In einer etwas abweichenden Versuchsanordnung war der Druckstempel mit der Stimmgabel selbst verbunden, deren eine Zinke auf einer stählernen berußten Platte P (Fig. 20) die Schwingungen (5000 in der Sekunde) verzeichnete. Bei der durch die Explosionsgase eingeleiteten Bewegung des Druckstempels beschreibt die Zinkenfeder die Wellenlinie $abcdefg$ (Fig. 21). Die gesamte

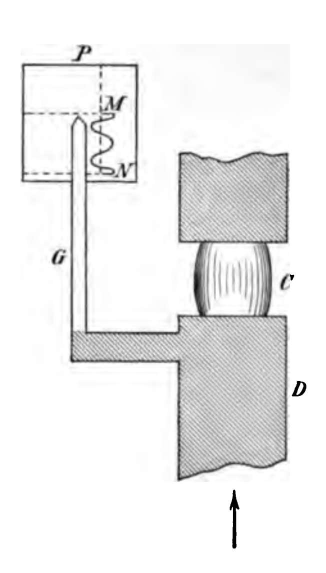




Fig. 20. Registriervorrichtung.

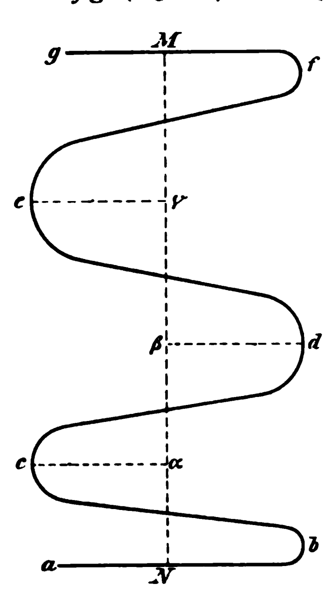


Fig. 21. Weg der Zinkenfeder.

Verkürzung des Kupferzylinders C ist gleich dem ganzen Wege MN, und die den Zeitintervallen von 1, 2, ... 5 tausendstel Sekunden entsprechenden Verkürzungen sind durch die Längen $N\alpha$, $N\beta$, ... gegeben. Der Apparat vermag selbstverständlich nur wachsende Drucke zu verzeichnen, gibt daher den Verlauf der Druckkurve nur bis zu ihrem Maximum (Fig. 14 CC') an.

96. E. SARRAU und P. VIEILLE untersuchten mit Hilfe dieser Vorrichtung eine Reihe von Explosivstoffen hinsichtlich ihrer Brisanz unter verschiedenen Bedingungen und konnten den Unterschied zwischen dem relativ langsam verbrennenden Schwarzpulver und den schnell verbrennenden Sprengstoffen Nitrozellulose, Nitrostärke, Kaliumpikrat, auch nachdem diese stark komprimiert worden waren, in seinen Abstufungen verfolgen. Schießwolle, Nitrostärke, Kaliumpikrat explodierten im pulverförmigen Zustande mit weit größerer Geschwindigkeit als selbst das schnellst verbrennende Schwarzpulver in Staubform; während für die erstgenannten Substanzen der Anstieg des Druckes bis zum Maximum weniger als 0,0004 Sekunde beanspruchte, betrug diese Zeit bei Schwarzpulver mindestens 0,0015 Sekunde. Durch Verdichtung des Schwarzpulvers hatte man es in der Hand, die Geschwindigkeit der Drucksteigerung desselben innerhalb weiter Grenzen zu regeln; ein Präparat, welches in feinster Staubform binnen 0,0015 Sekunde verbrannt war, bedurfte als körniges Pulver 0,0057 Sekunde dazu, und nachdem es kom-

[1] E. SARRAU und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. I, 383, 1882—83.

primiert worden war, 0,084 Sekunde. Die Zeiten standen also im Verhältnis von etwa 1 : 56. Dagegen konnte durch Verdichtung von Schießwolle oder Kaliumpikrat keine erhebliche Verlangsamung der Drucksteigerung im geschlossenen Gefäß erzielt werden. Kaliumpikrat zeigte in bezug auf die Zeitdauer bis zur Erreichung des Maximaldrucks zwischen Staubform und äußerst stark kom-

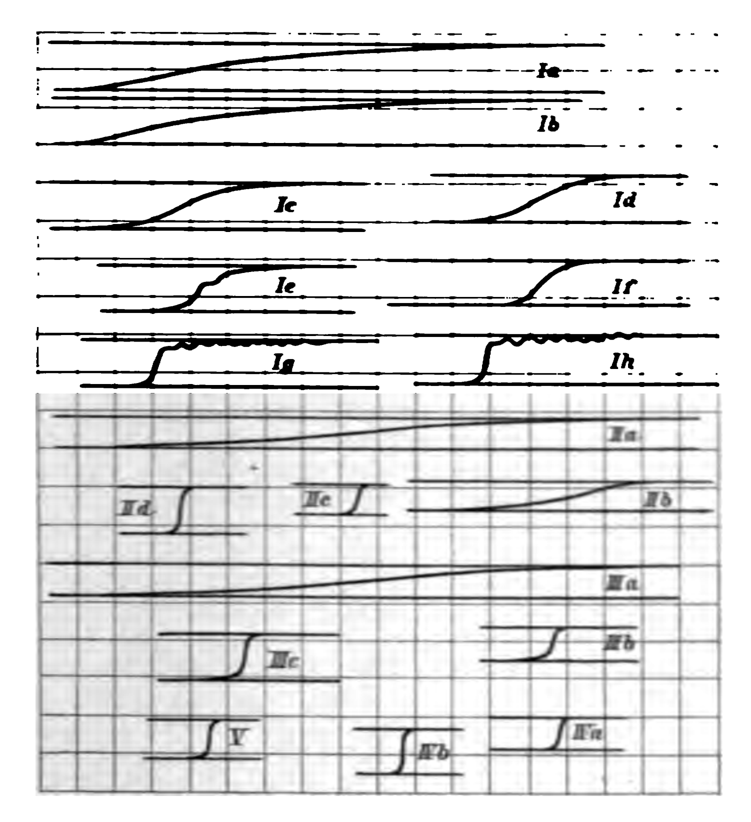


Fig. 22.

Druckkurven von Sarrau und Vieille bei verschiedenen Explosivstoffen.

I **Schwarzpulver** $\Delta = 0{,}70$ (*a b* komprimiert, *c d* desgl. Bruchstücke, *e f* gekörnt, *g h* Staub),
II **Nitrozellulose** $\Delta = 0{,}22$ (*a* gepresst, *b* desgl. Bruchstücke, *c* Flocken, *d* Staub),
III **Nitrostärke** $\Delta = 0{,}22$ (*a* gepresst, *b* pulverförmig, *c* Staub),
IV **Kaliumpikrat** $\Delta = 0{,}30$ (*a* gepresst, *b* pulverförmig),
V **Dynamit** $\Delta = 0{,}30$

Anmerkung: Für *Ia* und *b* ist die Dimension der Zeit auf $^1/_5$ reduziert.

Abszissen: Zeit. **Ordinaten:** Stauchung des Kupferzylinders.

primiertem Block nur Unterschiede zwischen 0,00036 und 0,00060 Sekunden, Nitrozellulose unter den gleichen Bedingungen solche zwischen 0,00045 und 0,00110 Sekunden, also im günstigsten Falle eine Verlangsamung im Verhältnis von 1 : 2 (Fig. 22). Eine Benutzung der letztgenannten Stoffe als Treibmittel für Feuerwaffen schien hiernach zunächst aussichtslos. Man wußte eben noch nicht, daß eine beträchtliche Verminderung und überhaupt Regelung der Explosionsgeschwindigkeit auch bei brisanten Substanzen keineswegs außerhalb jeder Möglichkeit liege.

97. Gegen die von E. SARRAU und. P. VIEILLE gewählte Versuchsanordnung zur Messung der Geschwindigkeit der Drucksteigerung (Ziffer 95) machte J. E. PETAVEL[1] geltend, daß geringe Druckänderungen von Stauchstempel und Kupferzylinder nur unvollkommen registriert werden können, weil sie ein zu großes Trägheitsmoment besitzen. Er kam daher auf den Gedanken, die elastischen Deformationen, welche die Wandung der Explosionsbombe mit steigendem Drucke erleidet, als Druckanzeiger zu benutzten und sie durch eine geeignete Hebelübertragung registrierbar zu machen. An dem Hebel saß ein kleiner Spiegel und die während der Explosion erfolgende Ablenkung des Spiegels wurde durch einen reflektierten Lichtstrahl auf einem schnell bewegten photographischen Film festgehalten. Man erhält auf diese Weise Druckkurven, deren Ordinaten der Ablenkung des Spiegels entsprechen, also direkt proportional dem jeweiligen Drucke in der Explosionskammer sind, während die Abszissen die zugehörigen Zeiten angeben. Die Untersuchungen mit diesem Apparate erstreckten sich in erster Linie auf das durch die Arbeiten von A. NOBLE[2] im übrigen genau bekannte englische Kriegspulver Kordit.

98. C. E. BICHEL[3] benutzte zu ähnlichen Untersuchungen eine Vorrichtung, welche mit verhältnismäßig großen Mengen Sprengstoff, beispielsweise ganzen Patronen, zu arbeiten gestattete. Die Explosionsbombe bestand aus einem 80 cm langen zylindrischen Stahlblock von 50 cm Durchmesser, welcher auf einer festen Auflagerung von Mauerwerk ruhte und durch zwei verankerte Bügel festgehalten wurde. Die zur Aufnahme der Sprengladung, meist 100 g, bestimmte Kammer hatte einen Inhalt von 15 l und wurde vor der Explosion luftleer gemacht. Senkrecht über der Sprengstoffladung war ein Federindikator angebracht, wie solche für die Messung des Dampfmaschinendruckes üblich sind. Ein Schreibstift, welcher mit der Feder in Verbindung stand, verzeichnete ein Diagramm auf einer durch Uhrwerk umgetriebenen Trommel. Bei verhältnismäßig geringen Detonationsgeschwindigkeiten der betreffenden Sprengstoffe (Ammonnitratmischungen) war die vom Indikator gezeichnete Druckkurve eine flach ansteigende, bei großen Detonationsgeschwindigkeiten (Dynamiten) eine steil ansteigende Linie. Weitergehende Beziehungen zwischen Detonationsgeschwindigkeit und Geschwindigkeit der Drucksteigerung abzuleiten, verhinderte hauptsächlich der Umstand, daß mit Rücksicht auf die Meßvorrichtung und Haltbarkeit der Bombe nur bei sehr geringen Ladedichten, in der Regel $\frac{1}{150}$, geschossen werden konnte.

99. Im allgemeinen verläuft die Druckentwickelung in der Explosionsbombe regelmäßig, nicht stoßweise. Indessen beruht dies, wie P. VIEILLE[4] gezeigt hat, lediglich auf dem Umstande, daß die Explosivstoffladung in solchen Rezipienten annähernd gleichmäßig verteilt zu werden pflegt. Richtet man es aber so ein, daß die Explosion in einem röhrenförmigen Behälter stattfindet, wobei die Ladung unsymmetrisch, beispielsweise an dem einen Ende zusammengedrängt, liegt, dann kann die Druckentwickelung und Druckverteilung eine unregelmäßige werden; die gasförmigen Explosionsprodukte können in einem solchen Falle während ihrer Entbindung längs der Hauptachse der Röhre hin und her pendeln und abnorme Drucke entwickeln. P. VIEILLE erkannte derartige periodische Drucksteigerungen mit Hilfe eines Stahlrohres von 1 m Länge, 60 mm äußerem und 22 mm innerem Durchmesser, dessen beide Enden mit völlig gleichen Stauchvorrichtungen versehen waren. Seitlich, nahe dem einen Ende, war eine Schraube an dem Rohre eingelassen als Träger für den Zünddraht aus Platin oder Eisen, der auf elek-

[1] J. E. PETAVEL, Phil. Trans. **205**, 357, 1905. — [2] A. NOBLE, Artillery and Explosives 1906. [3] C. E. BICHEL, Zeitschr. f. Berg-, Hütten- und Salinenwesen **50**, 669, 1902, Engl. Pat. 3023 (1896); vergl. auch R. BLOCHMANN, Dinglers polyt. Journ. **318**, 232, 1903. — [4] P. VIEILLE, Mem. Poudr. Salp. III, 177, 1890.

trischem Wege zum Glühen gebracht wurde und die Ladung entzündete. Die Bewegung der durch den Explosionsdruck gestauchten Kupferzylinder (Ziffer 95) wurde beiderseits durch Vermittelung von Schreibstiften auf rotierenden Trommeln sowohl ihrer Größe wie ihrer Geschwindigkeit nach gemessen. Wurde die Ladung, z. B. Schießwollblättchenpulver für das Lebel-Gewehr, bei einer Ladedichte von 0,2 auf die ganze Länge des Rohres verteilt, dann ergab sich beiderseits ein Druck bis zu 2400 Atm.; ebensoviel auch in der Explosionsbombe bei zentraler Anhäufung. Drängte man aber dieselbe Ladung auf die Entzündungsstelle des Rohres zusammen, dann ergab sich am anderen Ende ein Druck von 4000 bis 5000 Atm., und auch die reflektierte, zurückkehrende Druckwelle vermochte noch Drucke von mehr als 3000 Atm. hervorzubringen. Es konnte vermittelst der Registriervorrichtung erkannt werden, daß es sich hierbei um Druckstöße handelt, die hin- und herpendeln und an den beiden Enden des Rohres reflektiert werden. Daß ein analoger Vorgang in den Feuerwaffen möglich ist, wofür die Verhältnisse im allgemeinen nicht ungünstig liegen, da ja bei fortschreitendem Geschoß die noch unverbrannte Pulverladung immer einseitiger zu liegen kommt, wird durch Beobachtungen und Vorkommnisse bestätigt.[1]

2. Maximum des Explosionsdruckes.

100. Die ältesten Angaben von B. Robins (1742), B. Rumford (1792) und anderen über den bei Explosionsvorgängen, namentlich in Schußwaffen, auftretenden höchsten Druck sind nicht viel mehr als Schätzungen.[2] Auf eine zuverlässige Ermittelung des Explosionsdruckes hat man aber schon frühzeitig sein Augenmerk gelenkt, und es ist bekannt, daß in neuerer Zeit (seit Rodman 1857) die Ballistik um so größere Fortschritte machte, je mehr sie bemüht war, die Schwierigkeiten zu überwinden, denen die Registrierung eines hohen, nur sehr kurze Zeit andauernden Gasdruckes naturgemäß begegnet. Auch für die Beurteilung der zu Sprengzwecken dienenden Explosivstoffe im allgemeinen, sowie ihrer Leistungsfähigkeit unter den Verhältnissen der Praxis im besonderen, wird die Bestimmung des in Bomben auftretenden Maximaldruckes als eine schätzbare Grundlage anerkannt. Nicht zu übersehen ist ferner, daß bei derartigen Untersuchungen unser Wissen von den Eigenschaften der gasförmigen Körper wesentlich bereichert wurde; den Einfluß des Druckes auf den Dissoziationsgrad und das chemische Gleichgewicht von Gasen, die Änderung der spezifischen Wärme im Bereiche hoher Temperaturen und anderes hat man in seiner Tragweite erst durch solche Arbeiten erkannt.

101. Der bei Explosion von Gasgemischen auftretende Maximaldruck ist zuerst von R. Bunsen[3] gemessen worden. Das die explosible Gasmischung enthaltende Gefäß A (Fig. 23) von 1,7 cm Durchmesser und 8,15 cm Höhe war durch eine aufgeschliffene Deckplatte abgeschlossen, die mit Hilfe eines belasteten Hebels H angedrückt wurde. Die Entzündung geschah durch elektrischen Funken. Wenn der durch das Abbrennen des Gases verursachte Druck geringer war, als der von dem Hebelarm auf die Deckplatte ausgeübte, so verbrannte das Gas ruhig; im entgegengesetzten Falle wurde das Sperrwasser oberhalb des Deckels unter geräuschvoller Explosion emporgeschleudert. Die Druckgrenzen, bei denen einerseits noch ruhige und andererseits schon mit starker Explosion verbundene Verbrennung eintrat, ließen sich so naherücken, daß man das Mittel als den gesuchten Druck betrachten konnte. So ergab sich für ein Gemisch aus Kohlenoxyd mit Sauerstoff:

---

[1] A. Noble, Artillery and Explosives 1906, 80, 497; vergl. auch J. E. Petavel, Phil. Trans. **205**, 357, 1905; H. Dixon, Phil. Trans. **200**, 338; 1903. — [2] J. Kotrtsch, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **4**, 155, 1873. — [3] R. Bunsen, Gasometrische Methoden 1877, 319. Siehe auch G. A. Hirn, Polytechnisches Centralblatt, 1861.

bei ruhiger Verbrennung ein Belastungsdruck von 10,2 Atm.,
„ Explosion „ „ „ 10,4 „

im Mittel 10,12 Atm. Der Druck in der Mischung selbst war demnach 11,12 Atm.

102. E. MALLARD und H. LE CHATELIER[1] haben auf Veranlassung der französischen Schlagwetterkommission den Maximaldruck zu ermitteln gesucht, welcher durch die chemische Verbindung von Methan und Sauerstoff bei der Explosion entsteht. Als Explosionsgefäß diente ihnen eine mit der Gasmischung gefüllte Bombe von etwa 4 l Inhalt; die Zündung wurde durch einen starken elektrischen Funken in der Mitte der Bombe eingeleitet. Zur Registrierung des Druckes bedienten sie sich eines BOURDONschen Federmanometers, das aus einem um seine Achse spiralig gewundenen Rohr elliptischen Querschnittes bestand und an seinem verschlossenen Ende einen Zeiger trug, der seinen Ausschlag auf einem berußten Papierstreifen auf gleichmäßig umlaufender Trommel aufzeichnete. Das aus Messing hergestellte Manometerrohr, welches mittelst Absperrhahns mit dem

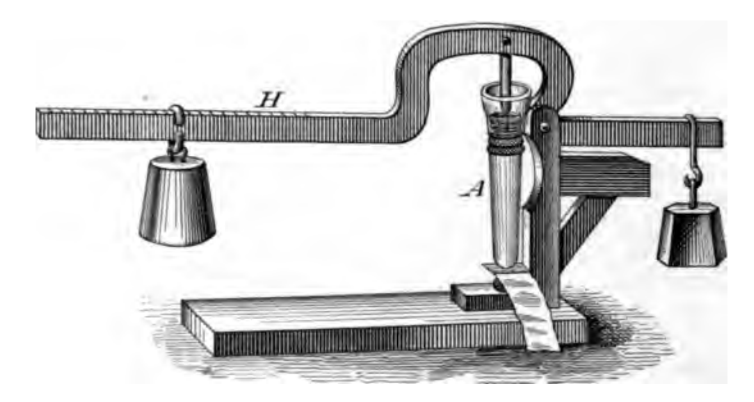


Fig. 23. BUNSENS Apparat zur Messung des Maximaldrucks von Gasexplosionen.

Boden des Gefässes in Verbindung stand, war vollständig mit Wasser gefüllt, das auch den Gefäßboden eben noch bedeckte. Eine Stimmgabel bekannter Schwingungszahl schrieb auf dasselbe berußte Papier, das die Druckaufzeichnungen erhielt, ihre Schwingungen nieder. Die registrierten Kurven lieferten zunächst einen Anhalt hinsichtlich des Grades der Abkühlung, welche die Explosionsprodukte an den Metallwandungen erfahren und in weiterer Folge ein Maß für den Maximaldruck. Das Schlagwettergemisch 1 Vol. Methan + 2 Vol. Sauerstoff + 9 Vol. Luft ergab bei dieser Versuchsanordnung einen Explosionsdruck von nahezu 6,5 Atm., ein Betrag, der vollauf genügt zur Erklärung der verheerenden mechanischen Wirkungen, welche Schlagwetter-Explosionen zu begleiten pflegen.

103. M. BERTHELOT und P. VIEILLE[2] benutzten zu ihren Messungen des Explosionsdruckes explosibler Gasgemenge die von P. VIEILLE schon früher (Ziffer 94) angewandte Methode, aus dem Gesetze der Vorwärtsbewegung eines Kolbens von bekanntem Querschnitte und bekannter Masse auf die wirkenden Drucke zu schließen. Der abkühlende Einfluß der Metallwände, welcher sich

---

[1] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Annales des Mines (8) **4**, 379, 1883. — [2] M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Compt. rend. **98**, 545, 601, 705, 1884; vergl. auch A. LANGEN, Mittlg. über Forschungsarb. auf dem Gebiete des Ingenieurwesens 1903, Heft 8; D. CLERK, Proc. Inst. Civil Engineers **85**, III, 1, 1885—86. Eine gute Zusammenstellung findet man bei F. HABER, Thermodynamics of Technical Gas-Reactions. London 1908. S. 226 u. a. Siehe auch M. PIER, Zeitschr. f. physik. Chem. **62**, 397, 1908.

in einer Verminderung des höchsten Druckes ausspricht, wurde von den Experimentatoren in der Weise in Rücksicht gezogen, daß sie den Explosionsvorgang in Gefäßen von ungleichem Rauminhalt (0,3; 1,5, 4 l) vor sich gehen ließen, wobei die höchsten Maximaldrucke im größten Behälter beobachtet wurden. Das Maximum des Explosionsdruckes, welchen M. BERTHELOT und P. VIEILLE bei diesen Versuchen feststellten, war 26 Atm. mit der Mischung $C_2N_2 + 2N_2O$, die unter Atmosphärendruck in den Verpuffungsraum eingefüllt worden war. Im ganzen wurden 42 verschiedene explosible Gemenge untersucht, darunter auch solche Serien, die zur Aufstellung systematischer Vergleiche geeignet erschienen, wie beispielsweise Gemenge von Sauerstoff oder Stickoxydul mit Cyan, Acetylen, Äthylen, Äthan, Methyläther, Äthyläther. Besondere Aufmerksamkeit wurde isomeren Gemengen gewidmet, die in ihrer ursprünglichen Mischung abweichend waren, aber dieselben Elemente in demselben Verhältnis enthielten und dieselben Explosionsprodukte gaben. Indem die Experimentatoren die mit diesen verschiedenen Gasmischungen erhaltenen Druckwerte untereinander verglichen, kamen sie zu der Folgerung, daß bis zu den hohen Temperaturen von 3—4000° C der Maximaldruck proportional mit der Molekulardichte des gasförmigen Systems wachse, daß hingegen die spezifische Wärme desselben von jenem unabhängig sei.

104. B. LEAN und W. A. BONE[1] gingen bei ihren Versuchen zur Bestimmung des Maximaldruckes gasförmiger Mischungen von der Erwägung aus, daß der gemessene Druck sehr erheblich hinter dem tatsächlichen zurückbleiben müsse, wenn für den bei einer Gasexplosion erzeugten Druck die Bewegung eines Körpers von relativ beträchtlicher Masse als Maßstab dient (Ziffer 97). Sie verfuhren daher folgendermaßen: An eine Bleischlange von etwa 2 l Fassungsraum, welche die explodierende Gasmischung enthielt, war eine geschlossene Glasröhre von 10—25 ccm Inhalt durch Vermittelung eines stählernen Hahnes angesetzt. Diese Glasröhre war mit Luft oder einem anderen inerten Gase gefüllt und wurde einen Augenblick vor der Explosion durch Öffnen des Hahnes mit dem Bleirohr in Verbindung gebracht. Entsprechend dem Explosionsdrucke in dem Bleirohre erfuhr die in dem Glasröhrchen befindliche Luft eine Zusammendrückung, und es wurde im Hinblick auf die Kürze der Explosionsdauer angenommen, daß die Kompression adiabatisch verliefe, sowie, daß keine erhebliche Diffusion des komprimierenden Gases in das komprimierte während der Zusammendrückung stattfände. Die Tiefe, bis zu der die Flamme in die Glasröhre vordrang, wurde photographisch festgelegt. Der von der Mischung $2H_2 + O_2$ entwickelte Maximaldruck wurde zu 20,7 Atm. errechnet, etwa doppelt so hoch, als er von früheren Experimentatoren gefunden worden war. Eine Bestätigung dieses anscheinend noch zweifelhaften Ergebnisses steht aus.

105. Der Maximaldruck, den ein fester oder flüssiger Explosivstoff bei seiner Umwandlung in einem geschlossenen Raume auf dessen Wandungen ausübt, ist offenbar eine Funktion der Ladedichte, d. h. des Quotienten $\frac{\text{Ladungsgewicht in g}}{\text{Verbrennungsraum in ccm}}$. Für die technische Verwendung der Sprengstoffe unter ähnlichen Verhältnissen, etwa im Bohrloch oder in der Schußwaffe, kommt eine zweckmäßige Festlegung der Ladedichte deswegen oft in Frage, weil man das Maximum an nützlicher Wirkung zu erzielen wünscht. Die Auswahl der Ladedichte pflegt in solchem alle auf Grund praktischer Erfahrungen zu geschehen, kann aber auch an Hand von Vorversuchen in der Explosionsbombe getroffen werden, sofern man die Gesetzmäßigkeit kennt, welche die Beziehung zwischen Maximaldruck und Ladedichte beherrscht. A. NOBLE und F. ABEL[2] haben in dieser Richtung eine der wichtigsten Untersuchungen auf dem Gebiete der Sprengtechnik ausgeführt. Sie be-

[1] B. LEAN und W. A. BONE, Chem. News **66**, 101, 1892. — [2] A. NOBLE und F. ABEL, Phil. Trans. **165**, 12, 1875; **171**, 203, 1880; Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **8**, 333, 1877.

dienten sich einer äußerst stark gebauten Bombe, welche bis zu 1 kg Schwarzpulver im l Rauminhalt aufnehmen konnte, und ermittelten den jeweiligen Maximaldruck mit Hilfe der von A. NOBLE im Jahre 1867 vorgeschlagenen Stauchvorrichtung. Das Wesentliche dieser Einrichtung ist, wie oben (Ziffer 95) bemerkt wurde, ein kleiner Kupferzylinder, der sich zwischen einem beweglichen Stempel von bestimmtem Querschnitt und einem feststehenden Widerlager befindet und durch die Größe der Stauchung den Druck registriert. Vor Eintritt in derartige Messungen ermittelt man an gleichartigen Kupferzylindern, wie große Stauchungen ε, ε^1, ε^2 .... sie bei ruhender Belastung mit bekannten Gewichten G, G^1, G^2.... erleiden und stellt hiernach eine Stauchtabelle auf, aus der man die einander entsprechenden Werte von ε und G entnehmen kann. Daß man diese Angaben der Stauchtabelle auch zur Bestimmung der durch Explosivstoffe in einem geschlossenen Raume entwickelten Drucke verwenden kann, obwohl die auf solche Weise bewirkten Stauchungen mit viel größerer Geschwindigkeit zustande kommen, ist von verschiedenen Seiten, namentlich von E. SARRAU und P. VIEILLE,[1] dargetan worden. Diese beiden Forscher stellten durch Stauchung von 13 mm hohen und 8 mm im Durchmesser haltenden Kupferzylindern vermittelst einer Hebelpresse mit allmählich bis zum Maximum verstärktem Gewichtsdruck fest, daß solange die Höhenabnahme des gestauchten Zylinders 5,5 mm nicht überschreitet, das Verhältnis zwischen dieser Höhenabnahme ε in mm und dem Gewichtsdruck G in kg durch die Gleichung

$$G = k_o + k\varepsilon$$

ausgedrückt werden kann, wobei k_o und k zwei zu 541 bezw. 535 ermittelte Konstanten sind. Um nun zu erfahren, inwieweit dieses Ergebnis auf die bei einer Explosion in Frage kommenden Verhältnisse anwendbar sei, mußten sie den Einfluß der Geschwindigkeit der Druckentwicklung in Berücksichtigung ziehen. Zwei Grenzfälle sind offenbar in den zeitlichen Beziehungen zwischen Druckentwicklung und Bewegung des Stempels, welcher den Kupferzylinder staucht, denkbar:

a) die Geschwindigkeit der Druckentwicklung ist so klein und die Masse des Stempels ist so gering, daß sich der letztere sofort nach dem Beginn des wirksamen Druckes in Bewegung setzt und zum Stillstand kommt, wenn der Maximaldruck P erreicht ist;

b) die Geschwindigkeit der Druckentwicklung ist eine so große und die Masse des Stempels ist so bedeutend, daß er seine Bewegung erst in dem Augenblicke beginnt, wenn der Maximaldruck bereits erreicht ist; hier muß der ganze, an sich ja nur kurze Weg des Stempels als unter Maximaldruck zurückgelegt betrachtet werden. Zwischen diesen beiden Grenzfällen liegen alle übrigen. Bezeichnet man die veränderliche Größe ε der Stauchung als Funktion der in Betracht kommenden veränderlichen Zeiten mit φ, mit P den Druck, so lautet der oben angeführte Ausdruck

$$P = k_o + k\frac{\varepsilon}{1+\varphi}$$

und die Werte von φ sind im ersteren Falle Null, im zweiten Falle gleich Eins. Um für eine beobachtete Stauchung ε das Druckmaximum P zu bestimmen, braucht man also vor allem den Wert φ, der sich experimentell ergibt aus einer Folge von Versuchen, in welchen man die Geschwindigkeit der Druckentwicklung wie auch die Masse des Stempels in bekannten Verhältnissen variieren läßt.

Bei Schwarzpulver erwies sich die Höhenabnahme des Kupferzylinders als lediglich von der Ladedichte des Pulvers abhängig, nicht von Masse des Stempels

---

[1] E. SARRAU und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. I, 356, 1882; P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. V, 12, 1892; A. INDRA, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **31**, 841, 967, 1900; **32**, 121, 1901; L. WLTAVSKY, ebenda **39**, 232, 1908; SIEGL, Ermittelung von Gasspannungen, 1903. Vergl. auch J. S. VON ROMOCKI, Geschichte der Explosivstoffe 1895—96, II, 82.

oder Geschwindigkeit der Druckentwicklung. Der erstgenannte Grenzfall konnte also zur Berechnung des Maximaldruckes benutzt werden.

Bei Nitroglyzerin kam man durch Variieren der Masse des Stempels beiden Grenzfällen sehr nahe; bei einem Stempelgewicht von 4 kg war φ wenig von O verschieden und ε fast doppelt so groß als bei einem Stempelgewicht von wenigen Gramm.

Schießbaumwolle in Flockenform zeigte nur den zweiten Grenzfall; die Zeit, welche zwischen dem Anfang der Bewegung des Stempels und dem Eintreten des Druckmaximums liegt, war unmeßbar klein, und zur Berechnung des Maximaldruckes war nur die halbe Höhenverminderung des Kupferzylinders in Rücksicht zu ziehen.

106. Die Versuche von A. NOBLE und F. ABEL ergaben eine bestimmte Beziehung zwischen Maximaldruck und Ladedichte und lehrten, daß ganz allgemein der Druck schneller wächst als die Ladedichte (Fig. 24).[1] Unter Berücksichtigung, daß etwa die Hälfte des Schwarzpulvers nicht vergast, ließen sich die gewonnenen Daten in den Ausdruck zusammenfassen:

$$P = \frac{2640 \cdot \delta}{1-0{,}6 \cdot \delta}$$

worin δ die Ladedichte, bezogen auf den vergasbaren Anteil, bedeutet.

Diese Formel hat sich als brauchbar erwiesen auch für explosible Systeme, die sich vollständig in Gas verwandeln; hierbei ist die Dichte der Explosionsprodukte δ identisch mit der Ladedichte Δ. Für Nitroglyzerin beispielsweise lautet die entsprechende Gleichung

$$P = \frac{9280 \cdot \Delta}{1-0{,}723 \cdot \Delta}.$$

Die Koeffizienten 2640 für Schwarzpulver, 9280 für Nitroglyzerin sind Konstanten der betreffenden Explosivstoffe und werden vielfach mit dem Buchstaben f bezeichnet. Ebenso sind die Koeffizienten 0,6 beziehungsweise 0,723 charakteristisch für das explosible System und repräsentieren den Raum, welcher für die Expansion der Gase innerhalb des Rezipienten nicht zur Verfügung steht, insofern, als er in Anspruch genommen wird von dem Volum der Moleküle, aus denen sowohl der feste Rückstand wie auch die gasförmigen Explosionsprodukte bestehen (Kovolum) (Ziffer 85). Die hierfür gewählte Bezeichnung ist α, und die Beziehung zwischen Explosionsdruck und Ladedichte lautet daher allgemeiner

$$P = \frac{f \cdot \Delta}{1-\alpha \cdot \Delta}.$$

107. Den Ausgangspunkt für die hier berührten theoretischen Betrachtungen bildet die CLAUSIUSsche Form der VAN DER WAALSschen Zustandsgleichung für Gase und Dämpfe, welche lautet:

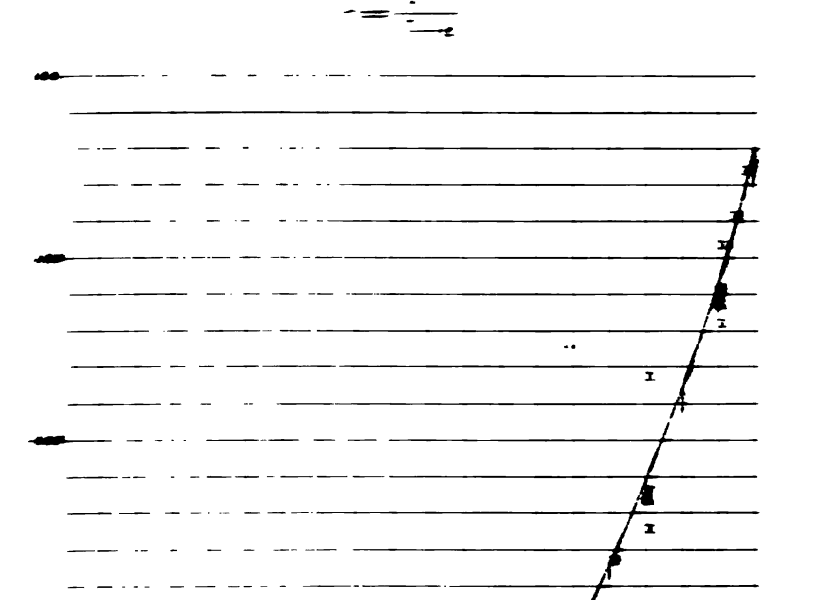
$$P = \frac{RT}{V-\alpha} - \frac{\varphi(T)}{(V-\beta)^2}$$

P ist der Druck, welchen die Gewichtseinheit eines Gases oder einer Gasmischung mit der charakteristischen Gaskonstante R in dem Volum V bei der absoluten Temperatur T auf die Flächeneinheit ausübt. α ist das Kovolum, β eine auf die Kohäsion der Gase bezügliche Konstante. Die Funktion φ (T) ist so beschaffen, daß ihr Wert mit wachsendem T sehr rasch abnimmt und das zweite Glied des Ausdrucks für P gegenüber dem ersten demgemäß mehr und mehr verschwindet, je größer der Wert von T ist. Bei so hohen Temperaturen,

[1] F. HÄUSSER, Mittlg. über Forschungsarb. auf dem Gebiete des Ingenieurwes. 1905, 31, hat den analogen Nachweis auch für gasförmige explosible Systeme geliefert.

[illegible]

$$[illegible]$$



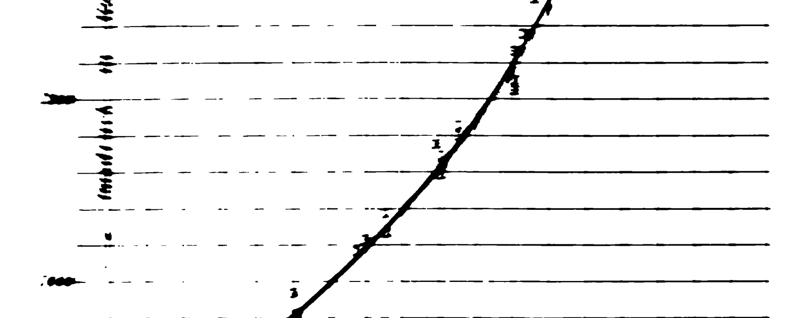


Fig. 24. Beziehung zwischen Ladedichte und Maximaldruck bei Schwarzpulver.

Diese Gleichung drückt den Maximaldruck aus, den die Explosionsprodukte der Gewichtseinheit eines Sprengstoffes in dem Volum V auf die Flächeneinheit ausüben. Das Produkt RT ist identisch mit der oben (Ziffer 106) erwähnten Konstante f; der Maximaldruck, den eine beliebige Menge Sprengstoff W in dem Volum V ausübt, wird dann

$$p = \frac{f \cdot W}{V - \alpha \cdot W}$$

Führt man schließlich den Begriff der Ladedichte (Ziffer 105) $\frac{W}{V} = \Delta$ in diese Gleichung ein, dann ergibt sich die (Ziffer 106) genannte allgemeine Form des Ausdrucks für die Beziehung zwischen Explosionsdruck und Ladedichte.

f und α werden häufig die ABELschen Konstanten des Explosivstoffes genannt, weil F. ABEL diese für den Maximaldruck der Explosionsprodukte gültigen Konstanten zuerst als charakteristische Merkmale für das explosible System selbst erkannte und einführte. Um sie für einen beliebigen Explosivstoff zu ermitteln, stellt man zunächst durch Versuche in der Explosionsbombe die Werte von P fest, die zwei verschiedenen Werten von Δ entsprechen. Sollten mehr als zwei Versuche angestellt worden sein, so kann man sie ebenfalls für die vorliegende Bestimmung verwenden; gibt man nämlich der obigen Gleichung (Ziffer 106) die Form

$$\frac{P}{\Delta} = f + \alpha \cdot P,$$

so stellt dieselbe eine gerade Linie dar mit P als Abszisse und $\frac{P}{\Delta}$ als Ordinate. Die Größe f ist die Anfangsordinate für $P = 0$, und α ist der Tangentenwinkel dieser Geraden zur Abszissenachse. Man kann demnach auf graphischem Wege die beiden ABELschen Konstanten leicht ermitteln.

108. Den Druck P, welchen das angegebene Verfahren für die Ladedichte $\Delta = 1$ ergibt, hat M. BERTHELOT[1] als den spezifischen Druck des betreffenden Explosivstoffes bezeichnet. Der spezifische Druck erscheint, gemäß den Untersuchungen der französischen Sprengstoffkommission[2] von allen die Sprengstoffe charakterisierenden theoretischen Größen als der geeignetste Vergleichsmaßstab für die tatsächliche Leistung der Sprengstoffe.

109. Auf dem von A. NOBLE und F. ABEL beschrittenen Wege ist in der Folge für eine große Reihe von Explosivstoffen der Maximaldruck bei verschiedenen Ladedichten ermittelt worden. Hier sind hervorzuheben die Arbeiten von M. BERTHELOT und P. VIEILLE[3] über Diazobenzolnitrat und Knallquecksilber,

Tab. 26. Beziehung zwischen Ladedichte und Maximaldruck (in Atm. pro qcm) für einige Explosivstoffe.

Ladedichte Δ	Schwarzpulver	Nitroglyzerin	Schießwolle	Pikrinsäure	Ammonsalpeter	Knallquecksilber
0,1	336	1098	1061	983	542	468
0,2	708	2351	2343	2174	1217	966
0,3	1123	3847	3921	3650	2077	1501
0,4	1587	5640	5912	5523	3211	2072
0,5	2112	7829	8502	7982	4779	2686
0,6	2708	10560	12000	11350	7082	3347
0,7	3393	14060	17020	16240	10800	4062
0,8	4201	21520	24810	24030	17870	4952
0,9	5126	25270	38500	38310	36250	5683
1,0	6236	35010	—	—	—	6602
1,2	9255	—	—	—	—	8726
1,4	14130	—	—	—	—	11320
1,6	29340	—	—	—	—	14560
1,8	—	—	—	—	—	18790
2,0	—	—	—	—	—	24350
2,4	—	—	—	—	—	43970

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 61. — [2] Vergl. J. DANIEL, Dictionnaire des matières explosives 1902, 658. — [3] M. BERTHELOT und P. VIEILLE, Mém. poudr. Salp. I, 99, 1882 und II. 3, 1884—89.

von E. SARRAU und P. VIEILLE[1] über Nitrozellulose, Nitroglyzerin, Nitromannit, Kaliumpikrat, von W. MACNAB und E. RISTORI[2] über Nitroglyzerin-Würfelpulver. Von A. NOBLE[3] rühren ferner umfangreiche Untersuchungen über das Verhalten von Schießbaumwolle, Kordit, Rottweiler Nitrozellulosegeschützpulver und noch mehrere neuere Pulvertypen her. Das wesentlichste dieser Arbeiten, soweit sie die Beziehung zwischen Ladedichte und Maximaldruck zum Gegenstande haben, ist in Tab. 26 (S. 73) zusammengestellt, wobei indessen betont sei, daß es sich für die höheren Ladedichten, aufwärts von einem Maximaldruck von etwa 6000 Atm. an, um errechnete Zahlen handelt. Eine unmittelbare Bestimmung des Maximaldruckes für die Ladedichte 1, also des spezifischen Druckes, ist bisher nur für Schwarzpulver möglich gewesen (Ziffer 105).

IV. Explosionstemperatur.

110. Unter der Explosionstemperatur oder Verbrennungstemperatur ist in theoretischem Sinne diejenige Temperatur zu verstehen, bis zu welcher die Explosionsprodukte durch die bei der Umwandlung entwickelte Wärme erhitzt werden können. Beträgt die Explosionswärme eines explosiblen Systems für konstantes Volumen Q Kalorien und wird die mittlere spezifische Wärme seiner Explosionsprodukte mit c bezeichnet, dann ist die Temperatursteigerung t gegeben durch die Gleichung:

$$t = \frac{Q}{c}$$

111. Die mittlere spezifische Wärme der Explosionsprodukte für die hier in Betracht kommenden Temperaturhöhen mit Sicherheit zu bestimmen, ist eine Aufgabe, deren Lösung einer späteren Zeit vorbehalten bleibt. R. BUNSEN und L. SCHISCHKOFF[4] legten ihrer Berechnung der Verbrennungstemperatur von Schwarzpulver die Annahme zugrunde, daß die spezifische Wärme der Gase von der Temperaturhöhe unabhängig sei. Indem sie die Explosionswärme von Schwarzpulver $Q = 620$ Kal., die mittlere spezifische Wärme der Verbrennungsprodukte, bezogen auf konstantes Volumen, $c = 0{,}185$ setzten, errechneten sie die Verbrennungstemperatur hiernach zu $t = \frac{620}{0{,}185} = 3350^0$ C. Auf analoge Weise erhielt man für Schießwolle zwischen 5000 und 6000⁰ und für Nitroglyzerin gar zwischen 7000 und 8000⁰ liegende Explosionstemperaturen, also Beträge von einer Höhe, deren Glaubwürdigkeit aus mehrfachen Gründen angezweifelt wurde.[5] In der Tat ist nach neueren Erfahrungen die mittlere spezifische Wärme c des in Rücksicht zu ziehenden Gasgemisches keine Konstante, sondern eine Funktion der Temperatur und zwar nicht unbeträchtlich wachsend mit zunehmender Temperatur. Nimmt man an, daß der Wert von c für jede Temperatur durch den linearen Ausdruck

$$c = a + b\,t,$$

---

1 E. SARRAU und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. II, 126, 1884—89. — 2 W. MACNAB u. E. RISTORI, Proc. Roy. Soc. **56**, 8, 1894. — 3 A. NOBLE, Artillery and Explosives 1906, 472. — 4 R. BUNSEN und L. SCHISCHKOFF, Ann. Phys. Chem. **102**, 321, 1857; vergl. auch A. NOBLE und F. ABEL, Phil. Trans. **165**, 12, 1875; **171**, 203, 1880. — 5 N. WUICH, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **22**, 67, 1891. Noch neuerdings hat A. NOBLE (Phil. Trans. **206**) für Nitroglyzerinpulver Explosionstemperaturen von rund 5000⁰ C herausgerechnet, indem er von der Annahme der Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme der Explosionsgase (mit alleiniger Ausnahme der CO_2) ausging. Auf diese Unzulässigkeit hat F. W. JONES, Arms and Explosives 1907, 8 hingewiesen.

worin a und b empirisch ermittelte Größen bedeuten, wiedergegeben wird, dann erhält man für Q die Beziehung

$$Q = a\,t + b\,t^2$$

und für t, die gesuchte Temperatur

$$t = \frac{-a + \sqrt{a^2 + 4b \cdot Q}}{2\,b}.$$

Die Konstanten a und b werden für die einzelnen Gase von verschiedenen Autoren verschieden angegeben. E. MALLARD und H. LE CHATELIER[1] leiteten aus ihren Versuchen über den Explosionsdruck gasförmiger Gemische ab

für CO_2, SO_2 . . . . $c = 6{,}26 + 0{,}0037\,t$
„ H_2O . . . . $c = 5{,}61 + 0{,}0033\,t$
„ N_2, H_2, O_2, CO . . . . . . $c = 4{,}80 + 0{,}0006\,t$

Bezeichnet man mit α, β, γ, δ . . . . die relativen Mengen, in welchen bei einem Explosionsvorgange die genannten gasförmigen Produkte auftreten, dann ergibt sich für die Konstanten a und b

$$a = 6{,}26\,\alpha + 5{,}61\,\beta + 4{,}8\ (\gamma + \delta \ldots.)$$
$$b = 0{,}0037\,\alpha + 0{,}0033\,\beta + 0{,}0006\ (\gamma + \delta \ldots.)$$

und für die Explosionstemperatur, beispielsweise von Schießwolle, wenn sie nach der Gleichung

$$C_{24}H_{29}O_{62}N_{11} = 12\,CO_2 + 6\,H_2O + 12\,CO + 8{,}5\,H_2 + 5{,}5\,N_2$$

zerfällt, $t = 2710^0$. Nitroglyzerin liefert nach dieser Berechnungsweise als Explosionstemperatur $t = 3470^0$. Ist die Explosionswärme eines aus mehreren Komponenten bestehenden Sprengstoffs nicht bekannt, so kann sie auf thermochemischem Wege nach der von M. BERTHELOT (Ziffer 6) angegebenen Methode errechnet werden und in weiterer Folge auch die theoretische Explosionstemperatur.[2] Je nachdem man für diese Berechnung das in den Explosionsprodukten auftretende Wasser als flüssiges Wasser oder wie zweckmäßiger erscheint als Wasserdampf in die Rechnung einstellt, ergeben sich für die Explosionstemperatur auch verschiedene Zahlen, die bei Sprengstoffen vom Typus des Ammonnitrats sehr stark von einander abweichen können.

112. Von dieser Berechnungsweise wird häufig Gebrauch gemacht im Hinblick auf die entscheidende Bedeutung, welche in manchen Kohlenbergbau treibenden Ländern (Frankreich, Spanien, bis vor kurzem auch Belgien) der theoretischen Explosionstemperatur als Anhalt für die Schlagwettersicherheit der Sprengstoffe beigemessen wird. Man stützt sich hierbei auf die Ergebnisse einer von E. MALLARD und H. LE CHATELIER[3] in den Jahren 1880—82 unternommenen umfangreichen Studie über die Höhe der Temperatur, welche zur Zündung von Schlagwettern erforderlich ist. Die beiden Physiker ermittelten, daß Schlagwettergase bis auf 650° C erwärmt werden müssen, sowie daß diese Temperatur wenigstens 10 Sekunden lang aufrecht erhalten werden muß, um eine Entzündung herbeizuführen (Ziffer 37). Infolge dieser Verzögerung bei der Entzündung ist es möglich, Explosivstoffe anzuwenden, deren Explosionstemperatur 650° C weit übersteigt. Die französische Schlagwetterkommission kam zu dem Schlusse, daß die rechnungsmäßige Explosionstemperatur des Sprengstoffes 2200° C erreichen dürfe, ohne daß Schlagwetter von einer bestimmten Zusammensetzung entzündet werden. Diese Erwägung führte in Frankreich und Belgien weiter dahin, Explosiv-

---

[1] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Ann. des Mines. [8] **4**, 379, 1883; vergl. auch F. HABER, Thermodynamik technischer Gasreaktionen 1905, 191. Englische Ausgabe 1908, S. 208. W. NERNST, Theoret. Chemie 1907, S. 46. — [2] H. SCHMERBER, L'emploi des explosifs, 1900, 16. — [3] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Annales des Mines [8] **4**, 293; 1883.

stoffmischungen herzustellen, deren rechnungsmäßige Explosionstemperatur unter dem genannten Maximum liegt, und nur solche allein im Kohlenbergbau zu verwenden.[1]

113. Der durch vorstehende Erörterungen (Ziffer 111) näher präzisierte Begriff der Explosionstemperatur t kann auch zum Maximaldrucke P in Beziehung gesetzt werden und zwar durch folgende Gleichung:

$$P = \frac{V_2}{V_1}\left(1 + \frac{t}{273}\right).$$

V_1 und V_2 bedeuten die Volumina der vor und nach der Explosion in Frage kommenden Stoffe und zwar, soweit es sich um gasförmige Reaktionsprodukte handelt, reduziert auf 0^0 und 760 mm. Der Raum, welchen die von 1 g des explosiblen Systems erzeugten Gase bei 0^0 und 760 mm einnehmen, ausgedrückt in cc, ist ein im allgemeinen konstantes, nur von der Zusammensetzung der Explosionsgase abhängiges und daher charakteristisches Merkmal. Analog der Definition des spezifischen Gewichts spricht man hierbei vom spezifischen Gasvolumen eines explosiblen Systems. Dieses Volumen läßt sich leicht mit Hilfe geeigneter Gasometer[2] ermitteln, nachdem man den Explosionsvorgang in einer Bombe vollzogen hat, wobei zugleich der Explosionsdruck gemessen werden kann, falls man daraus t errechnen will.

E. MALLARD und H. LE CHATELIER[3] haben aus ihren Messungen des Maximaldruckes explosibler Gasmischungen (Ziffer 102) nach einer ähnlichen Formel die zugehörigen Explosionstemperaturen errechnet und finden sie in guter Übereinstimmung mit der thermochemischen Ableitung. Für feste und flüssige Explosivstoffe ist eine Übereinstimmung wohl von vornherein nicht zu erwarten im Hinblick auf die hierbei nicht zu vernachlässigende Rolle der Ladedichte (Ziffer 106) und insbesondere des Kovolumens, welches die Gültigkeit des GAY LUSSAC-MARIOTTEschen Gesetzes bei den in Frage kommenden hohen Drucken aufhebt.

114. Von M. BERTHELOT[4] ist das Produkt aus spezifischem Gasvolumen und Temperatursteigerung $V_0 \cdot t = \frac{V_0 \cdot Q}{c}$ als relatives Maß für die mechanische Arbeitsleistung der Explosivstoffe vorgeschlagen worden oder, sofern es sich um Explosionsprodukte annähernd gleicher spezifischen Wärme handelt, der Ausdruck $V_0 \cdot Q$, den er als das charakteristische Produkt des Sprengstoffs bezeichnet.

Daß der Charakter vieler explosibler Systeme in der Tat durch die beiden Kennzeichen der den Explosionsvorgang begleitenden Volum- und Temperaturverhältnisse in weitgehendem Maße bestimmt zu werden pflegt, zeigt die Tabelle 27, Seite 77.

Die erste und zweite Spalte geben die Volumina vor (V_1) und nach (V_2) der Explosion, die dritte den Volumfaktor $\frac{V_2}{V_1}$ an. In der vierten Spalte ist die Temperatursteigerung $t = \frac{Q}{c}$ in der üblichen Höhe angenommen und daraus der Wärmefaktor $\left(1 + \frac{t}{273}\right)$ der fünften Spalte abgeleitet. Die sechste Spalte enthält das Produkt aus Spalte 3 und 5 als Vergleichswerte für den Explosionsdruck P. Es zeigt sich, daß die Sprengtechnik in ihrer bisherigen Entwicklung

---

[1] W. ESCHWEILER, Bericht V. Intern. Kongresses f. angew. Chem. 1903, II, 303. F. HEISE, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904, 68. C. E. BICHEL, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. 2, 169; 1907. — [2] E. SARRAU und P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. II, 126, 1884—89. — [3] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Compt. rend. 93, 962, 1014, 1881. — [4] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 64.

Tab. 27. Produkt aus Volumfaktor und Wärmefaktor für einige explosible Systeme.

Explosibles System	Volumfaktor V_1 in cc	Volumfaktor V_2 in cc	Volumfaktor $\frac{V_2}{V_1}$	Wärmefaktor t °C	Wärmefaktor $1+\frac{t}{273}$	Produkt aus Volumfaktor und Wärmefaktor
A. Explosivstoffe.						
Schwarzpulver	0,59*	280	**470**	2700	**10,9**	5 100
Guhrdynamit (75 %)	0,62*	535	**860**	3100	**12,3**	10 600
Sprenggelatine	0,60	720	**1200**	3500	**13,8**	16 600
Ammonnitratsprengstoff (82,5 % Ammonnitrat, 17,5 % Binitrobenzol)	0,62	900	**1450**	2300	**9,4**	13 600
B. Gasmischungen.						
$2H_2 + O_2 = 2H_2O$	3	2	**0,66**	2500 bis 3500	**13,8**	9 bis 25
$2CO + O_2 = 2CO_2$	3	2	**0,66**			
$C_2N_2 + O_2 = 2CO + N_2$	2	3	**1,5**			
$C_2N_2 + 2O_2 = 2CO_2 + N_2$	3	3	**1,0**			
$C_2N_2 + 2N_2O = 2CO + 3N_2$	3	5	**1,66**			

* Unter Berücksichtigung der nicht vergasbaren Bestandteile.

den Weg einer fortgesetzten Steigerung des Volumfaktors $\frac{V_2}{V_1}$ gegangen ist, zum Teil sogar, wie bei den ammonnitrathaltigen Sprengstoffen, auf Kosten des Wärmefaktors $\left(1+\frac{t}{273}\right)$. Man erkennt ferner, warum die gasförmigen explosiblen Systeme im Wettbewerb mit den festen oder flüssigen Explosivstoffen keinen Erfolg als Mittel zum Sprengen erringen konnten. Während nämlich bei letzteren der Faktor $\frac{V_2}{V_1}$ bis zu Tausend und darüber geht, bewegt er sich bei explosiblen Gasgemischen nur um Eins. Alle Arbeit, welche explosible Gasgemische leisten, kommt fast ausschließlich auf das Guthaben der entwickelten Wärme, und diese ist in beiden Gruppen von derselben Ordnung. Eine Kompression gasförmiger explosibler Gemische behufs Verringerung ihres Volums und Erhöhung der Energiedichte ist zwar naheliegend und wurde in der Tat wiederholt vorgeschlagen;[1] aber auch dieses Auskunftsmittel vermag, von anderen Übelständen abgesehen, das bestehende Mißverhältnis nicht völlig zu beseitigen. 1 l Wasserstoff-Knallgas, auf 100 Atm. komprimiert, liefert nur 204 Kal., 1 l Schwarzpulver aber 1150 Kal.

Wie indessen die praktische Erfahrung lehrt, ist man mit der Kenntnis des »charakteristischen Produkts« der Sprengstoffe noch keineswegs im Besitze eines hinreichend zuverlässigen Wertmessers. Ein schwerwiegender Einwand, dem dieser Berthelotsche Vorschlag, als Maß der Sprengkraft das Produkt aus der Anzahl der entwickelten Wärmeeinheiten und dem spezifischen Gasvolumen zu Grunde zu legen, nicht begegnet, ist der, daß die Geschwindigkeit, mit welcher die Explosionsgase entwickelt werden, unberücksichtigt bleibt. Eine Folge davon ist unter anderem daß, wie aus Tab. 28 ersichtlich,[2] Knallquecksilber am Ende der Reihe, noch hinter Schwarzpulver steht, daß ferner Spreng-

[1] F. Heise, Glückauf 1897, 869. D. R. P. 50 861, 107 531 und andere; Engl. Pat. 775 (1864). — [2] W. Will, Zeitschr. f. Elektrochemie, 12, 560; 1906. In der Tabelle 28 ist das spezifische Volum bezogen auf 1 kg Explosivstoff und dampfförmiges Wasser in den Explosionsprodukten; die Explosionswärme dagegen ist auf flüssiges Wasser bezogen.

gelatine etwa sechsmal wirksamer als Schwarzpulver erscheint, daß Dynamit und Ammonnitratsprengstoff als gleichwertig auftreten — lauter Mißverhältnisse, die durch Berücksichtigung des Faktors Geschwindigkeit bei Beurteilung explosiver Erscheinungen wesentlich gemildert werden können.

Tabelle 28.
Spezifisches Volum, berechnete Explosionstemperatur und charakteristisches Produkt für einige Explosivstoffe.

Laufende Nr.	Bezeichnung des Explosivstoffes	Spezifisches Volum l	Berechnete Explosionstemperatur °C	Charakteristisches Produkt $V_0 \cdot Q$	Wertverhältnis*
1	Sprenggelatine (7 % Kollodiumwolle)	710	3540	1 164 000	100
2	Nitroglyzerin	712	3470	1 125 000	97
3	Nitromannit	723	3430	1 099 000	95
4	Dynamit (75 % Nitroglyzerin)	628	3160	810 000	70
5	Nitroglyzerinpulver (40 % Nitroglyzerin)	840	2900	1 084 000	93
6	Schießwolle (13 % Stickstoff)	859	2710	945 000	81
7	Schießwollpulver	830	2400	747 000	64
8	Kollodiumwolle (12 % Stickstoff)	974	1940	711 000	61
9	Ammonsalpetersprengstoff (Ammonsalpeter mit 10 % Nitronaphtalin)	925	2120	860 000	74
10	Pikrinsäure	877	2430	710 000	61
11	Schwarzpulver	285	2770	195 000	17
12	Ammonsalpeter	937	2120	590 000	50
13	Knallquecksilber	314	3530	129 000	11

* Sprenggelatine gleich 100 gesetzt.

115. Neben der Ermittelung der Explosionstemperatur auf rechnerischem Wege aus Explosionswärme einerseits oder Maximaldruck andererseits, bei Kenntnis der spezifischen Wärmen, kommt neuerdings eine dritte Art in Betracht, welche darauf beruht, daß man analytisch feststellt, wie viel einer endothermen Verbindung, z. B. von NO, sich bei einer Explosion, z. B. von Wasserstoffknallgas in Gegenwart von Luft, bildet. Kennt man die thermodynamische Beziehung zwischen Temperaturhöhe und Gleichgewichtskonstante der betreffenden endothermen Verbindung und arbeitet man unter Bedingungen, welche einige Sicherheit bieten, daß sich das Gleichgewicht während der Periode der Abkühlung der Explosionsprodukte auf die gewöhnliche Temperatur nicht wesentlich verschiebt, dann sind alle nötigen Unterlagen für eine Berechnung derjenigen Temperatur, welche zum mindesten geherrscht haben muß, gegeben. Es ist dies eine Aufgabe, welche sich aufs engste anschließt an die namentlich von W. Nernst[1] verfolgten Probleme der Ermittelung von Gleichgewichtskonzentrationen bei hohen Temperaturen (vergl. Ziffer 134).

116. Die mit Explosionsvorgängen Hand in Hand gehenden Temperatursteigerungen auf irgend eine zuverlässige Weise unmittelbar zu messen, ist noch nicht gelungen; denn selbst die empfindlichsten pyrometrischen Hilfsmittel, wie die Thermosäulen, lassen im Stich, sobald es sich um sehr schnell aufeinanderfolgende Temperaturänderungen handelt. Aus diesem Grunde ist man über die Höhe der bei Explosionsvorgängen tatsächlich auftretenden Maximaltemperaturen im Ungewissen. Man zweifelt nicht, daß sie zwar höher sind, als unsere Instrumente anzeigen, aber gewiß auch niedriger, als sie sich aus der thermochemischen Rechnung ergeben, die den idealen Grenzfall einer ohne Wärmeverlust verlaufenden exothermen Reaktion zugrunde legen muß.

[1] W. Nernst, Theoretische Chemie 1907, 676. Ztschr. f. anorg. Chemie **45**, 126 (1905) K. Finckh, ebenda **45**, 116 (1905).

117. W. MACNAB[1] versuchte wenigstens über die relative Größe der von verschiedenen rauchschwachen Schießpulvern bei ihrer explosiven Zersetzung erzeugten Höchsttemperaturen einen Anhalt zu gewinnen. Innerhalb der Bombe, in welcher das Pulver zur Zersetzung gebracht wurde, befand sich die (Platin)-(Platin-Rhodium)-Lötstelle eines LE CHATELIERschen Pyrometers, und der Ausschlag des damit in Verbindung stehenden Galvanometers wurde durch einen reflektierten Lichtstrahl auf einer schnell bewegten photographischen Platte fixiert. Die erhaltenen Kurvenbilder waren also das Resultat der kombinierten Bewegung des Lichtstrahles und der fallenden photographischen Platte. Beim Vergleich der nach vorstehender Methode erhaltenen Ausschläge am Galvanometer mit den in einer kalorimetrischen Bombe ermittelten Explosionswärmen, zeigten beide Versuchsserien einen weitgehenden Parallelismus.

Tabelle 29.
Beziehung zwischen Explosionswärme und gemessener Temperatursteigerung.

Pulver		Explosionswärme in Kal.	Ausschläge des Zeigers in mm
Nitrozellulosepulver	salpeterhaltige	742	106
		745	123
		755	135
		762	136
		786	137
		807	139
	salpeterfreie	845	150
		896	160
		1014	161
Nitroglyzerinpulver		1031	168
		1253	191
		1286	204

118. Vielfach sind Versuche gemacht worden, Unterschiede in den entwickelten Verbrennungstemperaturen verschiedener Schießpulver dadurch festzustellen, daß man Drähte ungleicher Dicke aus Platin oder einem anderen schwer schmelzbaren Stoffe in die Kartusche hineinbrachte und aufzeichnete, welche Drahtstärke beim Schuß noch eben geschmolzen wurde. A. NOBLE[2] brachte beispielsweise 3 kg Schießwolle bei einer Ladedichte von 0,28 in einer Bombe zur Explosion; im Innern dieser Ladung befand sich ein kleines Bündel Osmium. Nach beendigter Explosion wurden die Wandungen der Explosionsbombe abgeschabt und in den Spänen Osmium nachgewiesen. Da nun A. NOBLE annimmt, daß wenigstens ein Teil des gefundenen Osmiums auf dem Wege der Verflüchtigung in die Metallwandung geraten sei, so schätzt er die Maximaltemperatur des Explosionsvorganges auf weit oberhalb des Schmelzpunktes von Osmium (2500 °C), zu etwa 3200 °C. Bei einem ähnlichen Versuche mit Kordit wurde innerhalb der Pulverladung ein kleines Bündel elektrisch abgeschiedenen Kohlenstoffs untergebracht und in den Explosionsresten geschmolzener Kohlenstoff in Gestalt von Diamant festgestellt. Die Schmelztemperatur von Kohle soll aber nach Versuchen von W. CROOKES bei über 4000 °C liegen.

119. Zur relativen Ermittelung der Explosionstemperatur ließ man auch die heißen Explosionsgase durch enge Kanäle hindurchschlagen und stellte den Umfang der eingetretenen Abschmelzerscheinungen fest. P. VIEILLE[3] ging in der

[1] W. MACNAB und E. RISTORI, Proc. Roy. Soc. **66**, 221, 1900; vergl. auch W. MACNAB u. A. E. LEIGHTON, Journ. Soc. Chem. Ind. **23**, 298, 1904. — [2] A. NOBLE und F. ABEL, Phil. Tran. **165**, 1, 1875. A. NOBLE, Artillery and Explosives, 1906, 171, 230, 414. A. NOBLE, Fifty years of explosives 1907, 28. — [3] P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. XI, 157, 1901. Vergl. auch A. NOBLE, Artillery and Explosives, 1906, 470.

Weise vor, daß er den Sprengstoff in einer kleinen Explosionsbombe (Fig. 25) zerlegte, welche außer der üblichen Stauchvorrichtung *B* sowie elektrischer Zündung *A* einen dritten seitlichen Ansatz *C* zur Aufnahme eines durchbohrten Metallzylinders *D* trug. Diese Probezylinder von 40 mm Höhe und 22 mm Dicke besaßen einen zentralen Kanal von 1 mm Weite, durch welchen die Explosionsgase nach dem Schuße ihren Weg ins Freie nahmen. Diese Probezylinder wurden dann sorgfältig gereinigt und gewogen; in ihrer Gewichtsabnahme, welche je nach dem Charakter des betreffenden Explosivstoffes und dem entwickelten Drucke bis zu

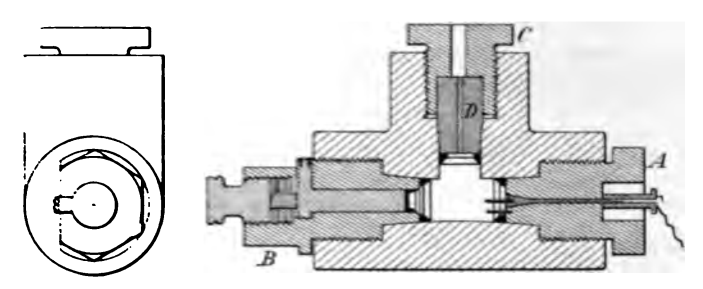


Fig. 25. Vieilles Bombe zur Ermittelung der Erosionswirkung von Sprengstoffen.

mehreren Prozenten betragen konnte, hatte man ein Maß für die thermische Intensität der Explosionsgase. Die Größe der Erosion am Kanale war naturgemäß wechselnd mit der Beschaffenheit des Metalles, aus welchem der Zylinder *D* bestand, derart, daß Platin den geringsten Gewichtsverlust, Aluminium, Zink usw. einen weit stärkeren Gewichtsverlust erlitten. Es fand nicht nur Schmelzung statt, sondern gleichzeitig Verstreuung des geschmolzenen Metalls durch den gewaltigen Gasdruck. Unter sonst gleichen Verhältnissen, insbesondere gleichem Explosionsdruck, verlor der Probezylinder an Gewicht am meisten bei Sprenggelatine, Nitromannit, nitroglyzerinhaltigen Schießpulvern. Mittelgroße Gewichtsverluste zeigten die Nitrozellulosepulver und nur geringe: Nitroguanidin und Schwarzpulver. Auch nach diesen Versuchen resultierte für die Temperatur der Explosionsgase der verschiedenen geprüften Substanzen eine Stufenfolge, wie sie auf dem Wege der Rechnung aus thermochemischen Daten zuvor ermittelt worden war.

120. Daß die Abnutzung der Läufe von Feuerwaffen in Beziehung stehe zu der Höhe der während der Verbrennung des Pulvers auftretenden Temperaturen war schon früher erkannt. In dem Maße, als es gelang, die Explosionswärme der gelatinierten Pulver durch Zusatzstoffe wie Tannin,[1] Vaseline[2] herabzudrücken, verminderten sich auch die Erosionen im Geschoßraume und in der Seele der Feuerwaffe. Weniger im Hinblick auf das vorgeschlagene Mittel als wegen der damit verknüpften Meinung von der Ursache der Erosionen in Feuerwaffen ist die Mitteilung von Monni[3] beachtenswert, daß durch Zusatz von Kohle zur Pulvermasse die Metallzerstörung vermindert werde. Die in den Explosionsgasen enthaltene Kohlensäure wirke auf den Stahl der Rohrwandung entkohlend gemäß der Reaktion:

$$CO_2 + C = 2\,CO$$

und bewirke in weiterer Folge eine Auflockerung des Materials; es handle sich demgemäß, wenn man den Ausbrennungen in Feuerwaffen wirksam begegnen wolle, in erster Linie um eine Herabsetzung des Kohlensäuregehalts der Pulver-

[1] F. Abel und J. Dewar, D. R. P. Nr. 53294 vom 6. Aug. 1889. — [2] W. Macnab und E. Ristori, Mittlg. Gegenst. Art. Geniew. **26**, 93, 1895. Vergl. auch A. Frank, Chemikerzeitung 1907, 939. — [3] Monni, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **1**, 305, 1906. V. Recchi, ebenda, **1**, 285, 1906.

gase. Nimmt man die Zusammensetzung der Explosionsgase, z. B. von Ballistit, ganz allgemein an zu

$$\alpha\, CO_2 + \beta\, CO + \gamma\, H_2O + \sigma\, H_2 + \varepsilon\, N_2,$$

so beträgt die Menge Kohlenstoff, welche mindestens erforderlich wäre, um alle CO_2 in CO überzuführen, gleich α, und man erhielte als Pulvergase:

$$(2\alpha + \beta)\, CO + \gamma\, H_2O + \delta\, H_2 + \varepsilon\, N_2.$$

Da nun die Anzahl Kalorien bei der Bildung von Kohlenoxyd aus Kohle bedeutend kleiner ist als bei der Bildung von Kohlensäure, so erscheint es nach den oben (Ziffer 119) erwähnten Versuchen von P. VIEILLE begreiflich, wenn ein Ballistit mit bis zu 19 % Kohlezusatz erheblich geringere Ausbrennungen gezeigt hat, als Ballistit ohne Kohlezusatz. Wenn weiterhin der Vorgang der Ausbrennung in Geschützen und Gewehren als analog demjenigen betrachtet werden kann, wie er durch die Explosionsversuche in Bomben mit enger Ausblaseöffnung künstlich herbeigeführt wurde (Ziffer 119), dann dürfte auf Grund der hierbei erhaltenen Resultate nicht eine Verminderung des Kohlenstoffgehalts der Rohrwandung sondern vielmehr eine Anreicherung an Kohlenstoff zu erwarten sein. Die Innenwandungen der Explosionsbombe erleiden nach P. VIEILLE[1] eine Art von Zementation und nehmen einen Härtegrad an, zu dem sie ursprünglich nicht befähigt waren — eine Tatsache, die von ihm am ungezwungensten mit der oberflächlichen Abscheidung von Kohlenstoff als Dissoziationsprodukt der Explosionsgase in Berührung mit hoch erhitztem Eisen in Verbindung gebracht wird. Der Stahl wird nicht nur härter, sondern es vollzieht sich auch, wie mikrophotographische Untersuchungen an Schliffen gezeigt haben, ein allmählicher Übergang der ursprünglichen Perlitmasse (mit rund 0,9 Prozent Kohlenstoff) in Hardenit und zugleich findet eine Anreicherung des Stahles an Kohlenstoff statt. Mit dieser chemisch-physikalischen Umwandlung geht Erniedrigung des Schmelzpunktes des Stahles einher und infolgedessen eine verminderte Widerstandsfähigkeit desselben gegen die heißen Explosionsgase.

In einem amerikanischen Stahlwerke[2] hat man die P. VIEILLEsche Probe (Ziffer 119) benutzt, um die Widerstandsfähigkeit verschiedener Stahlsorten gegenüber der bei der Verbrennung des rauchlosen Pulvers sich entwickelnden hohen Temperatur festzustellen. Das Pulver wurde in die Höhlung einer schweren Panzergranate eingefüllt; die nach der Zündung entwickelten Explosionsgase mußten durch einen Kanal in der Bodenschraube entweichen. Die Pulverladung betrug 1,475 kg und der Durchmesser des kreisrunden Kanals etwa 4 mm. Nachstehende Zusammenstellung (Tab. 30) lehrt, daß Schmiedeeisen, Martin-, Wolfram- und Nickelstahl der Ausbrennung durch die Explosionsgase des rauchlosen Pulvers ungefähr gleichen Widerstand entgegenstellen; der 20 %ige Nickelstahl zeigte eine bedeutend stärkere Ausbrennung, und bei der Manganbronze kam man zu dem Schlusse, daß sie einer Berührung mit hocherhitzten Explosionsgasen überhaupt nicht ausgesetzt werden darf.

Nach P. SIWY[3] geht bei jedem Schuß aus einem leistungsfähigen 28-cm-Geschütz etwa $^1/_3$ kg Eisen mit in die Luft; das Eisen läßt sich in den Pulvergasen leicht nachweisen.

---

[1] P. VIEILLE, Mém. Poudr. Salp. XI, 209, 1901. Vergl. auch H. v. JÜPTNER, Grundzüge der Siderologie 1904, III, **1**, 36. E. BAUR und A. GLAESSNER, Zeitschr. f. physik. Chem. **43** 354, (1903). R. SCHENCK und F. ZIMMERMANN, Ber. d. Deutsch. chem. Ges. **36**, 1231 (1903). R. SCHENCK und W. HELLER, ebenda **38**, 2132 (1906); Zeitschr. f. Elektrochemie **10**, 397 (1904). R. SCHENCK, H. SEMILLER und V. FALCKE, Ber. d. d. chem. Ges. **40**, 1704 (1907). — [2] Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- u. Sprengstoffwesen 1907, 211. — [3] P. SIWY, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- u. Sprengstoffwesen **3**, 67, 1908. Vergl. auch F. CWIK, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. 1908, 124.

Tab. 30. Ausbrennungen durch Explosionsgase.

Material	Maximaldruck Atm.	Querschnitt des Kanals vor dem Versuch qmm	nach dem Versuch qmm	in Vielfachen des ursprünglichen Querschnitts
Schmiedeeisen	2200—2300	12,38	55,14	4,5
Martinstahl	2200—2300	12,38	55,44	4,5
3%iger Wolframstahl	2200—2300	12,38	55,14	4,5
Martinstahl mit 3% Wolfram	2200—2300	12,38	58,63	4,7
3%iger Nickelstahl	2200—2300	12,38	62,07	5,0
20%iger Nickelstahl	2200—2300	12,38	72,69	5,9
Manganbronze	2200—2300	12,38	284,88	23,0

V. Explosionsgase.

121. Als materielle Träger der bei Explosionsvorgängen freiwerdenden Energie kommen fast allein die gasförmigen Reaktionsprodukte in Betracht; es sind dies vorzugsweise Kohlensäure, Wasser, Stickstoff, seltener Kohlenoxyd, Wasserstoff, Methan, in Ausnahmefällen auch Stickstoffoxyde, Cyanwasserstoff, Schwefelwasserstoff. Daß einige der genannten Gase giftige Eigenschaften besitzen, andere wie Kohlenoxyd, Wasserstoff, Methan, in Mischung mit Luft ihrerseits explosible Systeme zu bilden vermögen (Ziffer 55), sind wohlbekannte Tatsachen, denen man im Bergwerksbetriebe wie im Artilleriewesen Rechnung zu tragen bemüht ist.[1]

122. Die Zusammensetzung der gasförmigen Explosionsprodukte im Augenblicke der Explosion, also bevor die Abkühlung der sich ausdehnenden Gase Bedeutung gewinnt, wird — abgesehen von dem unter Umständen überwiegenden Einflusse, welchen die Art der Auslösung und Fortpflanzung des Explosionsvorganges auszuüben vermag — in erster Linie bestimmt von der chemischen Zusammensetzung und physikalischen Beschaffenheit des explosiblen Systems selbst.

Im allgemeinen läßt sich die chemische Zusammensetzung der Explosionsgase nur für solche explosible Systeme voraussagen, welche genügend Sauerstoff enthalten, um eine vollkommene Verbrennung der Elemente Kohlenstoff und Wasserstoff zu Kohlensäure und Wasser zu ermöglichen. Diese Bedingung kann erfüllt sein sowohl bei einheitlichen Substanzen wie Nitroglyzerin (Gleichung 1) Ammonnitrat (Gleichung 2), wie auch für passend gewählte Gemenge, z. B. Salpeter, Schwefel, Kohle in den Gewichtsverhältnissen 84:8:8 (Gleichung 3).

(Gl. 1.) $$2\,C_3H_5(NO_3)_3 = 6\,CO_2 + 5\,H_2O + 3\,N_2 + \tfrac{1}{2}\,O_2$$

(Gl. 2.) $$NH_4 \cdot NO_3 = 2\,H_2O + N_2 + \tfrac{1}{2}\,O_2$$

(Gl. 3.) $$10\,KNO_3 + 3\,S + 8\,C = 2\,K_2CO_3 + 3\,K_2SO_4 + 6\,CO_2 + 5\,N_2.$$

Wenn trotz Sauerstoffüberschusses Produkte einer unvollkommenen Umsetzung, insbesondere Stickstoffoxyde, in den Explosionsgasen auftreten, so können eine ungenügende Initiierung des explosiblen Systems, gestörte Fortpflanzung der Explosion und ähnliche Unregelmäßigkeiten vorliegen. Derartige ungenügende Zersetzungen ereignen sich in der Praxis ziemlich häufig; es gehören hierher beispielsweise die sogenannten auskochenden Sprengschüsse.[2]

[1] Wappler, Jahrbuch f. d. Berg- und Hüttenwes. im Kgr. Sachsen 1887, 31; Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. 2, 261, 265; 1907. — [2] F. Heise, Glückauf 1898, 146; Dautriche, Zeitschr. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 3, 161, 1908.

123. Enthält ein explosibles System andererseits zu wenig Sauerstoff, um allen Kohlenstoff in Kohlensäure und allen Wasserstoff in Wasser umzuwandeln, dann werden diese Elemente nur zum Teil oxydiert oder die Oxydation bleibt auf Zwischenstufen stehen (Ziffer 7), und die tatsächliche Zusammensetzung der Explosionsgase im Augenblicke der Explosion ist von den das chemische Gleichgewicht jeweilig bestimmenden Faktoren sowie eventuell auch, wenn jenes bei der Explosionstemperatur nicht erreicht wird und sich bei der Abkühlung verschiebt, von den meist sehr großen Reaktionsgeschwindigkeiten bei der Explosionstemperatur und bei der Abkühlung[1] abhängig. Zu solchen explosiblen Systemen gehören die Pikrinsäure und viele andere Nitroverbindungen, einige Ammonnitratsprengstoffe und, vor allem, sämtliche Nitrierungsstufen der Zellulose sowie die Mehrzahl der gelatinierten Schießpulver. Die in der Literatur sich findenden Zersetzungsgleichungen von Sprengstoffen aus diesen Gruppen werden daher nicht als Ausdruck für den wirklichen Umsetzungsvorgang angesehen werden dürfen. Dies gilt beispielsweise hinsichtlich der üblichen Formulierung der explosiven Zersetzung von Pikrinsäure:[2]

$$2\,C_6H_2(NO_2)_3OH = CO_2 + H_2O + 11\,CO + 2\,H_2 + 3\,N_2.$$

Hiernach enthalten die Explosionsgase der Pikrinsäure auf 1 Mol. CO_2 nicht weniger denn 2 Mol. H_2 (neben 11 Mol. CO und 1 Mol. H_2O). Ein derartiges Mengenverhältnis zwischen Kohlensäure und Wasserstoff hat aber nur Bestand bei Abwesenheit jeder Reaktionsmöglichkeit. Schon eine mäßige Wärmezufuhr, jedenfalls aber die bei jedem explosiven Vorgange in Wirksamkeit tretende gewaltige Temperaturerhöhung veranlassen eine, wenn auch nur teilweise, durch die übrigen Produkte beschränkte, weitere Umsetzung unter vermehrter Bildung von CO und H^2O etwa gemäß der Gleichung:

$$x\,CO_2 + y\,H_2 = (x - a)\,CO_2 + a\,CO + (y - b)\,H_2 + b\,H_2O.$$

In welchem Grade diese Umsetzung im Augenblicke der Explosion tatsächlich erfolgt, richtet sich nach dem Massenwirkungsgesetz und den dasselbe beherrschenden Geschwindigkeits- und Gleichgewichtsfaktoren. In dieser Beziehung sind von ausschlaggebender Bedeutung nicht nur die hohe Umwandlungstemperatur der explosiven Reaktionen, sondern auch die begleitende Drucksteigerung.[3]

124. Die vorliegenden Analysenergebnisse über die Zusammensetzung der Explosionsgase beziehen sich naturgemäß auf deren Beschaffenheit nicht bei der Explosionstemperatur, sondern nach erfolgter Abkühlung auf Zimmertemperatur. Wasserdampf hat sich zu Wasser kondensiert; Substanzen, die nur bei hoher Temperatur nebeneinander Bestand hatten, sind bei der Abkühlung miteinander in Reaktion getreten; überhaupt kann das Gleichgewicht, welches sich im Augenblicke der Explosion einstellte, beim Abkühlen wesentlich verschoben worden sein. So erklärt es sich zum Beispiel, daß man bei der Explosion von Wasserstoffknallgas im Eudiometer quantitative Wasserbildung beobachtet, obwohl bei der Maximaltemperatur der Explosion ein erheblicher Teil des Wasserstoffs und Sauerstoffs unverbunden nebeneinander vorhanden ist. Unter den obwaltenden Verhältnissen ist die Abkühlungsgeschwindigkeit der Gase nicht so groß, daß das bei der Maximaltemperatur der Explosion gebildete Gleichgewicht zwischen Wasserdampf, Wasserstoff und Sauerstoff auch nach der Abkühlung bestehen bliebe. Inwieweit diese Möglichkeit der Gleichgewichtsverschiebung einen Einblick in den Gleichgewichtszustand der Explosionsgase im Augenblicke der sich vollziehenden

[1] Vergl. W. NERNST, Theoret. Chemie 1907, 674. — [2] L. GODY, Matières explosives 1896, 410; F. HEISE, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904, 112. — [3] Siehe hierüber besonders F. HABER, Thermodynamik technischer Gasreaktionen, 1905, S. 103, 288; Englische Ausgabe 1908, S. 121, 308.

Explosion selbst verhindert, ist eine Frage, die sich zurzeit noch in lebhaftem Flusse befindet und bis jetzt nur in wenigen Fällen und nur für niedrige Drucke einige Klärung gefunden hat.[1]

1. Einfluß des Explosionsdruckes auf die Zusammensetzung der Explosionsgase.

125. Über den Einfluß des Explosionsdruckes auf die Zusammensetzung der Explosionsgase rühren die ersten Untersuchungen von A. Noble und F. Abel[2] her, welche Schwarzpulver verschiedener Herkunft und Zusammensetzung bei wechselnden Ladedichten in der Explosionsbombe zur Verpuffung brachten (Ziffer 105). Mit zunehmender Ladedichte, also wachsenden Explosionsdrucken, fand eine ziemlich regelmäßige Vermehrung von CO_2 bei gleichzeitiger Verminderung von CO statt.

126. Weit ausgesprochener als bei Schwarzpulver, dessen Mischungsverhältnisse auf eine mehr oder weniger vollständige Oxydation der verbrennlichen Elemente abzielen, zeigte sich der Einfluß des Explosionsdruckes bei den verhältnismäßig sauerstoffarmen Nitraten der Zellulose, zu denen auch die höchstnitrierte Schießbaumwolle zu rechnen ist. E. Sarrau und P. Vieille[3] bedienten sich für solche Versuche mit Stickstoffgas gefüllter Explosionsbomben, deren Inneres, um jede Einwirkung der Gefäßwandung auf die Zusammensetzung der Explosionsgase auszuschließen, mit Platin ausgelegt war. Gleiche Vorsicht ließen sie hinsichtlich der Zündung walten, nachdem sie sich durch eine besondere Versuchsreihe überzeugt hatten, daß Initiierung vermittelst Knallquecksilber keine anderen Explosionsprodukte erzeugte, als eine Entzündung durch elektrisch glühenden Draht. Als eine Nitrozellulose von 13,1 % Stickstoffgehalt bei Ladedichten $\Delta = 0{,}01$ bis $\Delta = 0{,}3$, entsprechend den maximalen Explosionsdrucken $P = 100$ bis $P = 4000$ Atm., in der Bombe zur Explosion gebracht wurde, ergaben sich folgende Analysenzahlen (in Volumprozenten):

Tabelle 31.
Explosionsgase von Nitrozellulose bei wechselndem Explosionsdruck.

Explosionsgase (ohne H_2O)	Ladedichte Δ			
	0,0098	0,023	0,2	0,3
CO_2	21,71	24,89	28,66	30,35
CO	49,31	42,77	37,08	34,22
CH_4	—	0,14	0,52	1,62
H_2	12,66	16,05	18,42	17,36
N_2	16,32	16,15	15,32	16,45

Man erkennt den Einfluß des mit wachsender Ladedichte rasch zunehmenden Explosionsdruckes (Fig. 24) an der stetigen Zunahme der Kohlensäure bei gleichzeitiger Abnahme des Kohlenoxyds. Der Wasserstoff wächst auch zunächst bei geringen Ladedichten, um dann bei hohen Ladedichten dauernd abzunehmen. Bemerkenswert ist hierbei das Einsetzen von Methan und dessen ständiger Zuwachs. Eine völlige Bestätigung fanden diese Resultate durch ähnliche Arbeiten von A. Noble und F. Abel[4] über die wechselnde Zusammensetzung der Explosionsgase von Schießbaumwolle (Fig. 26) und gelatinierten Pulvern,[5] je

[1] Siehe hierüber namentlich die vorerwähnten zusammenfassenden Werke von F. Haber u. W. Nernst. — [2] A. Noble und F. Abel, Phil. Trans. **165**, 12, 1875; **171**, 203, 1880. — [3] E. Sarrau und P. Vieille, Mém. Poudr. Salp. II, 126, 337, 1884—89. — [4] A. Noble und F. Abel, Proc. Roy. Soc. **56**, 205, 1894. — [5] A. Noble, Phil. Trans. **205**, 201, 1905; **206**, 453, 1906.

ach der Höhe des Maximaldruckes, sowie der Dynamit-Aktiengesellschaft vormals .lfred Nobel & Co. über eine Reihe von technisch wichtigen Sprengmitteln.[1]

127. Die letztgenannte Arbeit dürfte besonders beachtenswert sein, weil .e das Moment der Ladedichte für die Beurteilung der Schlagwettersicherheit

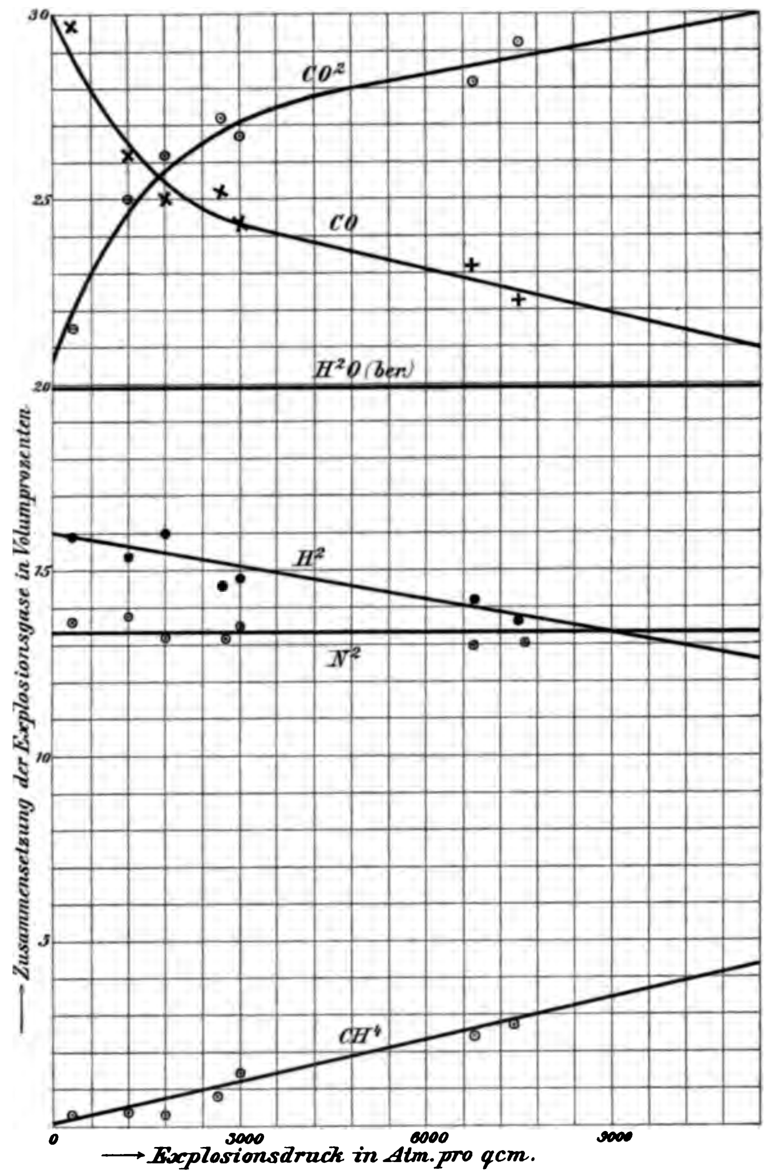


Fig. 26. Beziehung zwischen Maximaldruck und Zusammensetzung der Explosionsgase von Schießbaumwolle.

on Sprengmitteln in den Vordergrund rückt. Man hatte bisher vielfach über- :hen, daß manche in Schlagwettergruben bewährte Sprengmittel, wie namentlich ie eigentümlich zusammengesetzten Karbonite, unter hohen Ladedichten ge-

[1] Zeitschr. Schieß- und Sprengstoffwesen 1, 1, 1906.

schossen, wesentlich anders beschaffene Schwaden liefern, als unter niederen Ladedichten und daß infolgedessen Schlußfolgerungen über die Ursache ihrer hohen Schlagwettersicherheit (Ziffer 220), solange sie sich auf bei niederen Ladedichten gewonnene Analysenergebnisse der Explosionsgase stützten, einer zuverlässigen Unterlage entbehrten. Während die französische Schlagwetterkommission alle Sprengstoffe, die in den Explosionsgasen brennbare Bestandteile enthalten, als schlagwettergefährlich hinstellte, wies vielmehr H. BROOCKMANN[1] auf den hohen Gehalt der Explosionsgase von Karboniten an Kohlenoxyd und Wasserstoff als auf die wahrscheinliche Ursache ihrer Schlagwettersicherheit, berücksichtigte aber seinerseits nicht den unerwartet großen Einfluß der Ladedichte auf die Umsetzung dieser Art von Sprengstoffen, insbesondere die Anreicherung der Explosionsgase unter hohen Drucken an Methan, dessen Entzündungsverzögerung (Ziffer 37) eben jene Kommission erkannt hatte und die wohl auch für die ungewöhnlich hohe Schlagwettersicherheit der Karbonite in Betracht kommen könnte.

128. Die früher allgemein wenig beachtete Bildung von Methan bei hohen Temperaturen unter hohen Drucken wurde von E. SARRAU und P. VIEILLE (a. a. O.) einer eingehenderen Betrachtung unterzogen gelegentlich der Prüfung von Pikrinsäure, deren Explosionsgase in besonders auffälligem Grade von dem Explosionsdrucke beeinflußt werden, wie folgende Übersicht zeigt:

Tabelle. 32.
Explosionsgase von Pikrinsäure bei wechselndem Explosionsdruck.

Explosionsgase (ohne H_2O)	Ladedichte Δ		
	0,1	0,3	0,5
CO_2	7,61	15,40	20,55
CO	61,56	54,34	48,80
CH_4	1,19	5,75	7,83
H_2	12,52	6,31	3,06
N_2	17,12	18,20	19,76

Nach der Auffassung von E. SARRAU und P. VIEILLE kann die Zusammensetzung der gasförmigen Endprodukte von Nitrozellulose, Pikrinsäure und ähnlichen Substanzen, denen es an Sauerstoff zur völligen Oxydation der verbrennlichen Elemente mangelt, dargestellt werden als das Ergebnis zweier Reaktionsvorgänge

(Gl. 1) $$CO + H_2O = CO_2 + H_2 \text{ und}$$

(Gl. 2) $$2\,CO + 2\,H_2 = CO_2 + CH_4.$$

Beide verlaufen, solange hohe Temperaturen herrschen, mit solch großer Geschwindigkeit, daß sich das betreffende chemische System jeden Augenblick im Gleichgewicht befindet. Je höher der gleichzeitig vorhandene Druck ist, um so mehr verschiebt sich nach bekannten Gesetzen das Gleichgewicht nach derjenigen Seite hin, die mit einer Volumverminderung verknüpft ist (Gl. 2). Würde es möglich sein, über die durch die Festigkeit der Explosionsbombe beschränkte Ladedichte $\Delta = 0{,}5$ hinauszugehen, etwa bis $\Delta = 1{,}0$ entsprechend einem Drucke von mehr als 40000 Atm., dann würden als Endprodukte der explosiven Umsetzung derartiger Explosivstoffe vorwiegend die unter den herrschenden Bedingungen kondensiertesten Moleküle CO_2 und CH_4 auftreten,[2] die Zersetzungsgleichung der

[1] F. HEISE, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse, 1904, 82. — [2] H. LE CHATELIER, Ann. Mines (8) **13**, 157, 1888; Über Gleichgewichte des CH_4 siehe M. MAYER u. V. ALTMAYER, Ber. d. d. chem. Ges. **40**, 2134 (1907); H. v. WARTENBERG, Ztschr. f. physik. Chem. **63**, 269 (1908); F. HABER-LAMB, Thermodynamics of Technical Reactions. London 1907, S. 345.

Pikrinsäure also ganz wesentlich anders lauten, als sie sich nach den bisherigen experimentellen Daten darstellt.

129. Mit der Frage nach der Beschaffenheit der Explosionsgase steht die andere im Zusammenhange, ob Dissoziationserscheinungen bei explosiven Vorgängen in erheblichem Maße beteiligt sind. Als dissoziationsfähige Endprodukte kommen hauptsächlich Kohlensäure und Wasser in Betracht.

Was zunächst das Verhalten der Kohlensäure bei hohen Temperaturen anlangt, so ist festgestellt, daß die Reaktion

$$2\,CO_2 \rightleftarrows 2\,CO + O_2$$

unter Atmosphärendruck erst oberhalb 2000° C merklich wird.[1] Unter einem Drucke von 6 Atm. wurde die Menge des bei dieser Temperatur gebildeten Kohlenoxyds von E. MALLARD und H. LE CHATELIER[2] auf weniger als 5 % der vorhandenen Kohlensäure geschätzt. Der letztgenannte Forscher machte den Versuch, das nur spärlich vorhandene Tatsachenmaterial über den Dissoziationsgrad der Kohlensäure für verschiedene Temperaturen und Drucke auszuwerten und zusammenzufassen auf Grundlage des Gesetzes vom Gleichgewicht für homogene gasförmige Systeme und gelangte zu Rechnungsergebnissen, die sich den aus verschiedenen Quellen entstammenden Daten befriedigend anschließen.[3] Als das bedeutungsvollste Resultat dieser Berechnungen im Hinblick auf explosive Vorgänge erscheint der unerwartet große Einfluß des Druckes auf den Dissoziationsgrad der Kohlensäure bei hohen Temperaturen. Aus einer von W. NERNST und H. v. WARTENBERG[4] gegebenen Übersicht ist der dissoziationshinderliche Einfluß des Druckes unzweifelhaft erkennbar:

Tabelle 33.
Einfluß des Druckes auf den Dissoziationsgrad von Kohlensäure.

Temp. °C	10 Atm.	1 Atm.	0,1 Atm.	0,01 Atm.
727	$7{,}31 \cdot 10^{-6}$	$1{,}58 \cdot 10^{-5}$	$3{,}40 \cdot 10^{-5}$	$7{,}31 \cdot 10^{-5}$
1227	$1{,}88 \cdot 10^{-2}$	$4{,}06 \cdot 10^{-2}$	$8{,}72 \cdot 10^{-2}$	0,19
1727	0,82	1,77	3,73	7,88
2227	7,08	15,8	30,7	53,0

Die Tabelle 33 gibt prozentische Dissoziationsgrade an, also die Anzahl Moleküle CO_2, welche von 100 Mol. ursprünglich vorhandenen in CO und O_2 zerfallen sind. So ist z. B. bei 10 Atm. das vorhanden gewesene CO_2 bei 2227° Celsius zu 7,08 % in CO und O_2 gespalten.

Solange der Explosionsdruck sich in der Größenordnung von unter 100 Atm. hält, wie es im Falle der explosiven Umwandlung von Gasmischungen zutrifft, ist hiernach eine nicht unbeträchtliche Dissoziation der Kohlensäure anzunehmen. Zählt aber der Explosionsdruck nach Tausenden von Atm., wie bei festen und flüssigen Explosivstoffen unter hohen Ladedichten oder auch, wenn der freiliegende Sprengstoff mittelst Sprengkapsel detoniert wird, dann ist die Bedingung für eine beträchtliche Dissoziation — niedriger Druck bei gleichzeitig hoher Temperatur — nicht erfüllt. Denn in dem Maße, als der anfänglich hohe Explosionsdruck sinkt, fällt infolge Expansion der Gase und Wärmestrahlung auch die Temperatur

[1] H. SAINTE-CLAIRE DEVILLE, Compt. rend. **56**, 195, 729, 1863 vergl. auch W. NERNST, Zeitschr. f. Elektrochemie **9**, 625, 1903. — [2] E. MALLARD und H. LE CHATELIER, Compt. rend. **91**, 825, 1880; **93**, 145, 962, 1014, 1076, 1881; F. HABER, Thermodynamik technischer Gasreaktionen 1905, 147. — [3] H. LE CHATELIER, Zeitschr. f. physik. Chem. **2**, 782, 1888. — [4] W. NERNST und H. v. WARTENBERG, Zeitschr. physik. Chem. **56**, 548, 1906; W. NERNST, Theoret. Chemie 1907, S. 680.

derart, daß zu keiner Zeit und an keiner Stelle die zu einer erheblichen Dissoziation erforderlichen gemeinsamen Verhältnisse gegeben sind. Diese Überlegung ist nicht ohne praktische Bedeutung. Bei einem scharfen Schusse, aus dem Gewehr M/88 beispielsweise, dürften sich Temperatur und Druck der Pulvergase auf dem gesamten Geschoßwege etwa folgendermaßen stellen:[1]

Tabelle. 34.
Temperatur und Druck der Pulvergase im Gewehr.

Weg des Geschoßbodens im Rohr mm	Temperatur der Pulvergase °C	Druck der Pulvergase kg/qcm
200	1426	1385
300	1202	834
400	1060	577
500	965	434
600	877	339
693 (Mündg)	818	280

Die Temperatur der Pulvergase unmittelbar vor Austritt derselben aus der Mündung einer Feuerwaffe mag unter Umständen noch höher sein, als hier angegeben, vielleicht 1000° C übersteigen; da aber auch der Druck an dieser Stelle mehrere hundert Atm. beträgt, so ergibt sich daraus, das im ganzen Rohre der Dissoziationsgrad der Kohlensäure gering ist und keinenfalls bedeutend genug, um bei konstruktiven Erwägungen oder ballistischen Berechnungen in Betracht zu kommen.

Über die Dissoziationsverhältnisse des Wassers bei hohen Temperaturen unter dem Einflusse hoher Drucke besitzen wir gleichfalls nur wenig Angaben; doch dürfte keine wesentliche Verschiedenheit gegenüber Kohlensäure vorhanden sein. Nach R. Bunsen, H. St.-Cl. Deville, W. Nernst und anderen Beobachtern gehört zu einem merklichen Eintreten der Reaktion

$$2\,H_2O \rightleftarrows 2\,H_2 + O_2$$

eine Temperatur von wenigstens 2000° C bei Atmosphärendruck. E. Mallard und H. le Chatelier (a. a. O.) schätzen den Dissoziationsgrad des Wassers unter einem Drucke von 10 Atm. bei der Verbrennungstemperatur des Knallgases (3500° C) auf etwa 40%, ein Verhältnis, welches dem der Kohlensäure unter ähnlichen Bedingungen entsprechen würde. Auch hier dürften die Angaben von W. Nernst und H. v. Wartenberg,[2] wenngleich sie nur ein kleines Druckgebiet umfassen, die Sachlage hinreichend beleuchten:

Tabelle 35.
Einfluß des Druckes auf den Dissoziationsgrad von Wasserdampf.

Temp. °C	10 Atm.	1 Atm.	0,1 Atm.	0,01 Atm.
727	$1{,}39 \cdot 10^{-5}$	$3{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}46 \cdot 10^{-5}$	$1{,}39 \cdot 10^{-4}$
1227	$1{,}03 \cdot 10^{-2}$	$2{,}21 \cdot 10^{-2}$	$4{,}76 \cdot 10^{-2}$	0,10
1727	0,27	0,59	1,26	2,70
2227	1,98	3,98	8,16	16,6

1 Hirsch, Kriegstechn. Zeitschr. **9**, 226; 1906. — 2 W. Nernst und H. v. Wartenberg, Zeitschr. physik. Chem. **56**, 513; 1906. W. Nernst, Theoret. Chemie 1907, 680. Vergl. auch L. Löwenstein, Zeitschr. phys. Chem. **54**, 715, 1906.

Den augenblicklichen Stand der vorliegenden Frage kann man also dahin zusammenfassen, daß die bekannten Dissoziationserscheinungen bei einer Reihe explosiver Vorgänge infolge des gleichzeitig herrschenden hohen Druckes, der dem Zerfall in eine größere Anzahl von Molekülen entgegenwirkt, keine erhebliche Rolle spielen und daß, zumal bei den für die Sprengtechnik und Ballistik wichtigen Explosionsvorgängen, die sich meist unter sehr hohen Drucken vollziehen, bis jetzt kein Bedürfnis vorliegt, auf die sonst freilich nicht zu vernachlässigende Dissoziation Rücksicht zu nehmen.[1]

2. Einfluß der Explosionstemperatur auf die Zusammensetzung der Explosionsgase.

130. Erwärmt man ein chemisches System bei konstant erhaltenem Volumen, so findet eine Verschiebung des Gleichgewichts nach derjenigen Seite hin statt, nach welcher die Reaktion unter Wärmebindung verläuft.[2] Bei der Reaktion

$$CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2$$

wird Wärme entwickelt. Diese Wärmetönung ist aber von der Temperatur abhängig und zwar muß sie mit steigender Temperatur geringer werden, weil auch die spezifischen Wärmen von $CO + H_2O$ geringer sind als die von $CO_2 + H_2$. Die immer kleiner werdende Wärmeentbindung muß schließlich bei noch höherer Temperatur Null und dann negativ werden. In dem Gleichgewichtsstadium, wenn die Wärmeentwicklung das Vorzeichen wechselt und in Wärmebindung übergeht, muß auch die zuvor immer langsamer ansteigende Gleichgewichtskonstante $K = \frac{CO \cdot H_2O}{CO_2 \cdot H_2}$ ihr Maximum erreicht haben und weiterhin wieder fallen.[3] Wie sich die Werte von K mit der Temperatur verschieben, ist aus folgenden von F. Haber[4] berechneten Daten ersichtlich:

Tab. 36. Verschiebung der Gleichgewichtskonstante $K = \frac{CO \cdot H_2O}{CO_2 \cdot H_2}$ mit der Temperatur.

Temp. °C	$K = \frac{CO \cdot H_2O}{CO_2 \cdot H_2}$
686	0,52
886	1,19
1086	2,04
1405	3,48
1600	4,24

Diese Änderung der Gleichgewichtskonstante mit der Temperatur für die bei Explosionsvorgängen häufig eintretende Reaktion

$$CO + H_2O \rightleftarrows CO_2 + H_2$$

fand C. Hoitsema[5] an einem Versuchsmateriale bestätigt, welches W. Macnab und E. Ristori[6] gelegentlich der kalorimetrischen Prüfung von gelatinierten rauch-

1 M. Berthelot, Sur la force des matières explosives 1883, I, 59. Vergl. auch P. Vieille, Mém. Poudr. Salp. VI, 284, 1893. Crussard und E. Jonguet, Compt. rend. **144**, 560; 1907. — 2 H. le Chatelier, Ann. Mines (8) **13**, 157; 1888. Vergl. auch J. van't Hoff, Études de dynamique chimique 1884, 161. — 3 A. Horstmann, Lieb. Ann. **190**, 228, 1877. Vergl. auch W. Ostwald, Lehrb. d. allgem. Chemie 1896—1902, II, 2; Teil I, 945. — 4 F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen 1905, 126, 292. Engl. Ausgabe 1908, 143, 310. — 5 C. Hoitsema, Zeitschr. f. physik. Chem. **25**, 686, 1898. — 6 W. Macnab und E. Ristori, Mittlg. Gegenst. Art. Geniewes. **26**, 93 1895.

losen Pulvern gewonnen hatten. Die Rechnung von C. HOITSEMA kann indessen nur dann richtig sein, wenn das Gleichgewichtsverhältnis, nachdem es sich bei etwa 3000° C im Explosionsmoment eingestellt hat, beim Abkühlen erhalten bleibt. Es ist aber unwahrscheinlich, daß diese Abkühlung plötzlich genug erfolgen sollte, um die bei jener höchsten Temperatur erreichte Gaszusammensetzung zu stabilisieren (Ziffer 124). In der Tat hat F. HABER[1] an der Hand neueren Versuchsmaterials, namentlich von O. HAHN,[2] das Gleichgewicht sehr sorgfältig berechnet und gezeigt, daß HOITSEMAS Maximum für K nicht nachweisbar ist. Das weitere Studium der hier berührten Reaktionsvorgänge zwischen CO und H_2O wird sich für die noch wenig geklärten chemischen Vorgänge in Feuerwaffen vom Augenblick des höchsten Gasdrucks bis zum Austritt der Gase aus dem Rohre als besonders wertvoll erweisen. Zu berücksichtigen bleibt aber dabei die unter dem Einflusse des hohen Druckes gleichzeitig sich abspielende Reaktion (Ziffer 128)

$$2CO + 2H_2 \rightleftarrows CO_2 + CH_4,$$

deren Gleichgewichtsverhältnisse naturgemäß noch wenig gekannt sind und deswegen von der oben genannten Studie HOITSEMAS nicht in die Rechnung eingestellt werden konnten.

131. O. BOUDOUARD[3] hat sich die Frage vorgelegt, mit welcher Geschwindigkeit sich bei hohen Temperaturen das Gleichgewicht zwischen CO_2, CO, H_2 und H_2O einstellt. Er brachte Kohlensäure und Wasserstoff in ein luftleeres Gefäß, in welchem sich Platin als Kontaktsubstanz befand. Nach längerem Erhitzen wurden die Gase herausgesogen und ihre Zusammensetzung analysiert. Aus seinen Zahlen zog er den Schluß, daß bei 850° C das Gleichgewicht erst nach etwa dreistündiger Erhitzung, bei 1100° C aber schon nach $^1/_2$ Stunde erreicht wurde. Ein brauchbares Resultat zu gewinnen, gestattete indessen seine Versuchsanordnung nicht, da bei den lang andauernden hohen Temperaturen die Gefäßwände für Kohlenoxyd und Wasserstoff durchlässig wurden.

132. Bei Temperaturen von 2000 bis 4000° C, wie solche für Explosionsvorgänge anzunehmen sind, stellt sich das Gleichgewicht zwischen den genannten Gasen zweifellos augenblicklich her.[4] Auch noch im ersten Stadium der Abkühlung wird die Reaktionsgeschwindigkeit einen hinreichend großen Betrag besitzen, daß sich das Gleichgewicht der absinkenden Temperatur anpassen kann (Ziffer 124). Ob indessen die nachträgliche Verschiebung in jedem Falle von Belang ist, derart, daß die Zusammensetzung des Gasgemisches nach erfolgter Abkühlung immer sehr wesentlich abweicht von dem Gleichgewichte bei der Explosionstemperatur, erscheint nach dem vorliegenden Analysenmaterial zweifelhaft. Die Explosionsgase der Pikrinsäure beispielsweise, mit ihrem beträchtlichen Gehalte an Methan, den sie unter großen Drucken erlangten (Ziffer 128), haben offenbar noch keine sehr erhebliche Veränderung ihrer ursprünglichen Zusammensetzung erlitten; das Gleichgewicht muß in diesem Falle schon bei hoher Temperatur, als noch hohe Drucke herrschten, gleichsam hängen geblieben, »eingefroren« sein. Denn auf eine starke Erhitzung, ohne entsprechende Druckerhöhung, reagiert das Gasgemisch mit Verminderung des Methangehalts bis zu dessen Verschwinden. Nach Versuchen von M. BERTHELOT[5] ist Methan, wenn in Quarzgefäßen auf 1300° C erhitzt, nicht beständig und auch die Untersuchungen von M. MAYER und V. ALTMAYER[6] über das Methangleichgewicht stehen mit diesem Ergebnis im Einklang. Letztere haben das Gleichgewicht

$$C + 2H_2 \rightleftarrows CH_4$$

[1] F. HABER, a. a. O. — [2] O. HAHN, Zeitschrft. physik. Chem. **44**, 513, 1903; **48**, 735, 1904. — [3] O. BOUDOUARD, Bull. soc. chim. Paris (3) **25**, 484, 1901. — [4] Vergl. auch F. HABER und F. RICHARDT, Zeitschr. f. anorg. Chem. **38**, 1, 1903. F. HABER, Thermodyn. techn. Gasreaktionen 1905, 291; engl. Ausgabe 1908, S. 309; Chemiker-Ztg. 1908, Nr. 69. — [5] M. BERTHELOT, Ann. Chim. Phys, **6**, 183, 1905. — [6] M. MAYER und V. ALTMAYER, Ber. Chem. Ges. **40**, 2144, 1907.

unter Atmosphärendruck quantitativ verfolgt und zwar wurde das Gleichgewicht von beiden Seiten, also von CH_4 beziehungsweise von $C + 2H_2$ ausgehend, im Temperaturgebiet 470—620° C ermittelt und hieraus die Gleichgewichtszusammensetzung im Temperaturintervall von 250—850° für 1 Atmosphäre Gesamtdruck berechnet. Aus diesen Berechnungen ergibt sich, daß bei 850° nur noch 1,5 % CH_4 beständig sind, während bei der Temperatur von 250° die Methanbildung bis fast ans Ende der oben gegebenen Gleichung verläuft. Das vorhandene Zahlenmaterial genügt im übrigen noch nicht, über das Methangleichgewicht in Gegenwart der sonst vorkommenden Explosionsprodukte, wie CO, CO_2, H_2O, und insbesondere auch nicht bei Drucken von der Größenordnung 1000 Atm. etwas Bestimmtes auszusagen.

133. Im Einklange mit dem oben (Ziffer 130) erwähnten thermodynamischen Grundsatze, daß durch Temperaturerhöhung das Gleichgewicht in der Richtung desjenigen Vorganges verschoben wird, der Wärme verbraucht, steht auch die Tatsache der Bildung endothermer Verbindungen bei manchen Explosionsvorgängen. Da sich ferner bei den sehr hohen Temperaturen der Explosion das Gleichgewicht rasch einstellt (Ziffer 124), so darf man annehmen, daß in der Regel die bei der betreffenden Temperatur möglichen Verbindungen sich auch in einer dem Gleichgewicht nahe entsprechenden Menge bilden werden. So entstehen bei der Explosion von Knallgas bei Gegenwart von Luft nachweisbare Mengen von Stickoxyd, wie schon R. BUNSEN[1] erkannte. R. BUNSEN explodierte Knallgas mit Luftzusatz in Eudiometern und fand, daß 100 Vol. Luft, mit

64,31	Vol. Knallgas	verbrannt,	hinterließen	99,90	Vol.	Luft,
78,76	„	„	„	„	99,43	„	„
97,84	„	„	„	„	96,92	„	„
226,04	„	„	„	„	88,56	„	„

Aus diesen Daten lassen sich die Prozente Stickoxyd berechnen, die aus der Explosion hervorgegangen sind. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß das entstehende Stickoxyd mit dem überschüssigen Sauerstoff der Luft sofort Stickstoffdioxyd bildet. Diese Stickstoffdioxydbildung verbraucht für je 1 Vol. NO $^1/_2$ Vol. O_2, so daß $^2/_3$ des Defizits, welches im Gasvolumen auftritt, dem Volumen des entstandenen Stickoxyds gleich ist. Die Rechnung ausgeführt, ergibt für obige Verhältnisse einen NO-Gehalt der Luft in Volumprozenten von:

0,07 0,38 2,05 7,63.

Wären diese Zahlen hinreichend verläßlich, so würde demnach die Tatsache feststehen, daß Explosionsvorgänge unter Umständen zu beträchtlichen Ausbeuten an Stickstoff-Sauerstoffverbindungen, gewonnen aus atmosphärischer Luft als Ausgangsmaterial, führen können.[2]

134. Einer Klärung der hier vorliegenden Frage war die Arbeit von K. FINCKH[3] gewidmet. Es wurde außer der Bildung von Stickoxyd auch die Bildung von Wasserstoffsuperoxyd bei der Knallgasexplosion quantitativ verfolgt. Aus thermodynamischen Betrachtungen[4] läßt sich ableiten, daß bei den Explosionstemperaturen von Knallgasmischungen beträchtliche Konzentrationen an Wasserstoffsuperoxyd zu erwarten sind, auch wenn sich das Gleichgewicht nicht augenblicklich einstellen sollte. Die Versuche ergaben indessen nur minimale Mengen Wasserstoffsuperoxyd, die weit hinter denjenigen zurückbleiben, welche dem errechneten Gleichgewichte entsprechen. K. FINCKH schließt hieraus, daß das im Augenblicke der Explosion entstehende Wasserstoffsuperoxyd in der Abkühlungsperiode wieder

---

[1] R. BUNSEN, Gasometrische Methoden 1877, 71. — [2] W. NERNST, Göttinger Nachrichten 1904, 269. F. HABER, Thermodynamik technischer Gasreaktionen 1905, 248. — [3] K. FINCKH, Zeitschr. f. anorg. Chem. **45**, 116, 1905. — [4] W. NERNST, Zeitschr. f. physik. Chem. **46**, 720, 1903.

rasch zersetzt werde, daß es demnach mindestens in diesem besonderen Falle nicht statthaft sei, aus der Analyse der Verbrennungsprodukte auf das chemische Gleichgewicht im Augenblicke der Explosion zu schließen.

Zu der gleichen Schlußfolgerung kommt auch W. NERNST,[1] der den Fall der Bildung von Stickoxyd bei der Explosion von Knallgas mit beigemengter Luft einer rechnerischen Behandlung unterzog. Aus den Ergebnissen von K. FINCKH (a. a. O.) ergab sich für ein Gemisch von 95 Teilen Knallgas mit 100 Teilen Luft ein Gehalt von 1,8 % NO; die dazugehörige Explosionstemperatur berechnete W. NERNST aus den Druckmessungen von A. LANGEN[2] zu 2310°C. Da sich für diese Temperatur nach W. NERNST 2,05 % NO als Gleichgewichtskonzentration berechnet, so erreichte die durch Explosion erhaltene Menge Stickoxyd entweder nicht das Gleichgewicht oder wurde nachträglich wieder durch Rückbildung gemäß der Reaktion

$$N_2 + O_2 \rightleftarrows 2\,NO$$

vermindert. Für ein Gemisch von 120 Teilen Knallgas auf 100 Teile Luft fand K. FINCKH im Höchstbetrage 2,3 % NO; die Explosionstemperatur (vergl. Ziffer 115) berechnete W. NERNST zu 2400°, der ein Gehalt von 2,23 % NO entspricht. Hier könnte möglicherweise die Konzentration des NO bei dem Gleichgewicht der Explosion stehen geblieben sein.

VI. Explosionsstoß.

135. Gleichzeitig mit den mehr oder weniger eingreifenden Veränderungen, welche die nächste Umgebung eines Explosionsherdes erfahren kann, sei es infolge des rasch anwachsenden Druckes der mit großer Geschwindigkeit entwickelten Gase, sei es als Begleiterscheinung ihrer hohen Temperatur, wie Ausbrennungen, Abschmelzen und dergleichen, verläuft ein Vorgang anderer Art, der seinen Einfluß auf weit größere Entfernungen auszuüben vermag. In der plötzlichen Gleichgewichtsstörung, von der auch das in Frage kommende Medium (Luft oder andere Gase, Wasser, Erdboden) durch die Explosion ergriffen wird, nimmt nach neueren experimentellen und theoretischen Untersuchungen eine Wellenbewegung ihren Ursprung, die mit der bekannten Explosionswelle (Ziffer 78 ff.) hohe Intensität und große Geschwindigkeit gemein hat, sich aber dadurch von letzterer unterscheidet, daß sie mit wachsender Entfernung vom Explosionsherde ihren Charakter rasch verliert und schließlich in eine gewöhnliche Schallwelle übergeht.

136. Das Bestehen einer Art Fernwirkung von explosiven Vorgängen wurde schon lange vermutet auf Grund von Beobachtungen bei Schwarzpulverexplosionen,[3] ohne daß es aber gelungen wäre, sie unzweideutig zu erweisen. Erst F. ABEL[4] und vornehmlich J. TRAUZL[5] haben deren regelmäßiges Auftreten außer Zweifel gestellt, indem sie zeigten, daß unterseeische Minen von Schießbaumwolle andere gleichartige Minen zur Explosion zu bringen vermögen auf Entfernungen hin, die es als ausgeschlossen erscheinen lassen, daß Wurfstücke oder durch die Wasserschicht dringende heiße Gase den zweiten Explosionsvorgang veranlaßt haben könnten. Man hat diese Art der Explosionsauslösung als Initiierung durch Influenz[6] bezeichnet. Ursprünglich als verhängnisvolle Begleiterscheinung großer

[1] W. NERNST, Zeitschr. f. anorg. Chem. 45, 126, 1905. Vergl. auch W. NERNST, Theoretische Chemie 1907, 674. K. ARNDT, Technische Anwendungen der physikalischen Chemie 1907, 1. — [2] A. LANGEN, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens 1903, Heft 8. — [3] J. DANIEL, Dictionnaire des matières explosives 1902, 291. — [4] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, II, 231. — [5] P. CHALON, Explosifs modernes 1899. 269 Fußnote. — [6] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 117; II, 231.

Explosionen nur gefürchtet, hat sie allmählich praktische Bedeutung gewonnen und spielt jetzt eine große Rolle in der Sprengtechnik. Von einem für Sprengzwecke geeigneten Explosivstoff verlangt man unter anderem, daß er die Explosion zuverlässig von einer Patrone auf die andere übertrage, selbst in dem Falle, daß zwischen beiden ein geringer Zwischenraum vorhanden sein sollte.

Im gewerblichen Interesse liegt es auch, eine Vorstellung von den Entfernungen zu gewinnen, bis auf welche der Explosionsstoß in der einen oder anderen Weise sich bemerkbar zu machen pflegt. In Stowmarket explodierte am 11. August 1871 ein Magazin mit 13500 kg Schießwolle. Das Geräusch der Explosion war vernehmbar auf eine Entfernung von 45—50 km. Der Explosionsstoß wurde als Erschütterung der Fensterscheiben empfunden auf 11 km und soll vereinzelt sogar die Ursache des Zerbrechens von Fensterscheiben gewesen sein. Auf 8 km Entfernung wurde eine Eisenstange, mit welcher eine Tür gesichert war, infolge des diese ausgeübten plötzlichen Druckes gesprengt. Auf eine Entfernung von 1600 m fand man die Fensterrahmen in mehreren Fällen zerbrochen. Von 1200 bis 400 m abwärts wurden schwache Mauern umgeworfen, Kirchenfensterpfosten gesprengt, Giebel zerstört und ähnliche leichtere Schäden verursacht; im allgemeinen blieben Materialschädigungen auf eine Entfernung von 400—450 m beschränkt. Auf eine Entfernung von 250 bis 350 m wurden mehrere Landhäuser fast ganz zerstört. Die Beschädigungen an Fabrikgebäuden bis auf 50 m von dem aufgeflogenen Magazin kamen vollständiger Vernichtung gleich. Wie man sieht, ist selbst bei sehr großen Explosionen das Gebiet heftiger Zerstörung ein verhältnismäßig beschränktes, und man kann annehmen, daß eine Entfernung von 500 m vor den Folgen einer Explosion ausreichenden Schutz zu bieten vermag.

137. Was den Mechanismus der in Rede stehenden Fernwirkung anlangt, so spielt sich dieselbe nach W. Wolff[1] folgendermaßen ab: An der Berührungsfläche der im ersten Stadium eines Explosionsvorganges stark komprimierten Explosionsgase mit dem umgebenden Medium, z. B. Luft, wird infolge des großen Widerstandes, welchen diese im ersten Augenblick gegen das Ausweichen leistet, eine intensive Luftverdichtung mit unmittelbar darauf folgender Luftverdünnung erzeugt, die sich beide nach den Gesetzen der longitudinalen Wellenbewegung fortpflanzen. Die Explosionsgase selbst werden dabei nur bis in eine relativ geringe Entfernung vom Explosionsherde fortgeschleudert. Was sich tatsächlich fortbewegt und bei großen Explosionen ein umfangreiches Gebiet erschüttert, sind zwei Wellenzüge, ein vom Explosionsherde forteilender, positiver Druckimpuls (Explosionsstoß im engeren Sinne) und ein entsprechender, nach dem Explosionsherde hin gerichteter negativer Druckimpuls, der sich mit der gleichen Geschwindigkeit nach der Explosionsstelle hin bewegt wie die positiv gerichtete Kraft in entgegengesetzter Richtung. W. Wolff hebt hervor, daß diese Deutung eine befriedigende Erklärung für die in vielen Berichten über zufällige Explosionen wiederkehrende Bemerkung liefere, danach neben den direkten Explosionswirkungen — vom Explosionsherde fort — auch indirekte Wirkungen zu verzeichnen gewesen sind, durch welche die Trümmer, Fensterscheiben u. dergl. in der Richtung zum Explosionsherde hingeworfen wurden, gleichsam als ob sie zu ihm hingesaugt worden wären. Ein Strömen der Luft vom Explosionsherd fort nach ferner gelegenen Punkten und umgekehrt, wie vielfach angenommen wird,[2] braucht keineswegs Platz zu greifen.

O. Guttmann[3] hebt die Analogie zwischen der Wirkungsweise des Explosionsstoßes und der Erscheinung hervor, die beim elastischen Stoße zwischen Kugeln zu beobachten ist. Stößt eine elastische Kugel gegen eine in der Stoß-

[1] W. Wolff, Ann. Phys. Chem. **69**, 329, 1899. — [2] Mitt. Gegenst. Art. Geniewes. 1904, 1147. — [3] O. Guttmann, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **3**, 266, 1908.

richtung liegende Reihe anderer gleich großer elastischer Kugeln, so überträgt bekanntlich jede sofort den Stoß auf die folgende und bleibt selbst in Ruhe; nur die letzte Kugel wird abgestoßen. Der Stoß hat sich durch die Kugelreihe fortgepflanzt. In ähnlicher Weise wird der auf den Erdboden ausgeübte Stoß einer Explosion durch denselben weiter geleitet. So soll es sich erklären, daß zum Beispiel hölzerne Pfähle, welche in Erdwälle aus Sand eingerammt waren, um das Rutschen des Bodens zu verhindern, nach der Explosion über einen Meter hoch herausragten. Zu ähnlichen Beobachtungen gab nachfolgendes Vorkommnis Anlaß:

Am 21. April 1901 wurde in der chemischen Fabrik Elektron in Griesheim durch ein Feuer, welches in der Pikrinsäureanlage ausbrach, eine furchtbare Explosion herbeigeführt, bei welcher 24 Personen ums Leben kamen, eine große Zahl von Arbeitern und sonstigen Angestellten der Fabrik Verletzungen erlitten und ein erheblicher Schaden an Hab und Gut der Einwohner der umliegenden Ortschaften verursacht wurde. Die Ursache der Entzündung ist nicht aufgeklärt. Das Feuer war etwa 20 Minuten im Gange, als zunächst eine kleinere und dann eine größere Detonation erfolgte. Es explodierte, wie aus den aufgeworfenen Erdtrichtern nachträglich zu ersehen war, der Inhalt der steinernen Tröge, in welchen die Pikrinsäure gewaschen wurde. Man nimmt an, daß diese Explosion zurückzuführen ist auf das Herabstürzen eiserner Teile der Transmission oder des Daches in die durch den Brand ausgetrocknete und auf erhöhte Temperatur gebrachte Pikrinsäure. Möglich ist auch, daß Pikrinsäure mit glühendem Eisen oder Steinmaterial in Berührung kam. Bemerkenswert ist, daß die unmittelbare Wirkung der Explosion eine verhältnismäßig beschränkte blieb gegenüber der verheerenden Wirkung, die sich die Folge des nach dem Explosionsherde hin gerichteten Stoßes darstellt. Ein großer Teil der ausgedehnte Flächen bietenden Gebäudemauern in einer Entfernung von 30—50 m war nach der Explosionsstelle zu eingestürzt, die Dächer ebendahin abgehoben und die ganze innere Einrichtung zusammengebrochen.[1]

138. Photographische Aufnahmen der bei Explosionsvorgängen in der Luft oder in anderen Gasen auftretenden Kompressionswellen (Ziffer 60), namentlich nach den von H. LE CHATELIER[2] und H. B. DIXON[3] ausgebildeten Methoden lassen an dem wellenartigen Charakter des Explosionsstoßes keinen Zweifel. Bei den Versuchen von H. B. DIXON befand sich eine explosible Gasmischung in einer starkwandigen Glasröhre R (Fig. 27—29) und konnte durch einen kräftigen elektrischen Funken bei Z gezündet werden. Die hierbei auftretende Lichterscheinung ließ sich auf einem schnell bewegten photographischen Film F aufzeichnen; die erhaltenen Linienbilder waren also das Resultat der kombinierten Bewegung eines horizontal (beispielsweise auf Fig. 27 von links nach rechts) fortschreitenden Lichtpunktes und des von oben nach unten sich bewegenden Films. Den vorliegenden Erfahrungen gemäß ist die Entwicklung des Explosionsstoßes vorzugsweise an folgende Bedingungen gebunden:

1. Der Ort der Ausbildung einer Explosionswelle wird auch zum Ausgangspunkt eines das bereits verbrannte Gas rückwärts durchlaufenden Wellenzuges (LE CHATELIERS »onde rétrograde«; DIXONS »retonation wave«). Auf Fig. 27 ist Z der Zündungspunkt, von dem aus die Verbrennung mit wachsender Geschwindigkeit fortschreitet, bis plötzlich bei A die Explosionswelle AC einsetzt, welche rückwärts den Explosionsstoß AE aussendet.

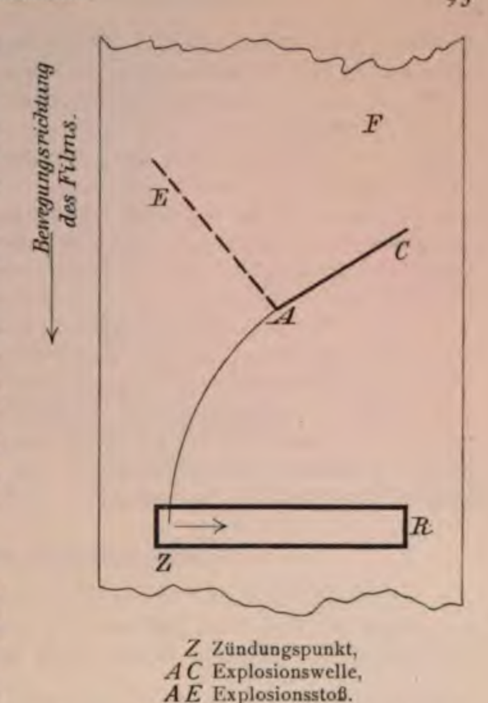
2. Stößt die Explosionswelle in der Richtung ihres Fortschreitens gegen eine feste Wand, Verengung oder irgend ein anderes Hindernis, dann wird dies zum Ausgangspunkt eines das bereits verbrannte Gas rückwärts durchlaufenden

[1] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1901, 47. — [2] H. LE CHATELIER, Compt. rend. **130**, 1755, 1900; **131**, 30, 1900. — [3] H. B. DIXON, Phil. Trans. **200**, 315, 1903; Ber. Chem. Ges. **38**, 2419, 1905.

Wellenzuges (LE CHATELIERS »onde réfléchie«; DIXONS »reflexion wave«). In Fig. 28 ist die Verbrennung mit zunehmender Geschwindigkeit bis an die Endflächen der Glasröhre *R* gelangt und hat bei *A* und *A'* die Explosionsstöße *AE* und *A' E'* ausgelöst.

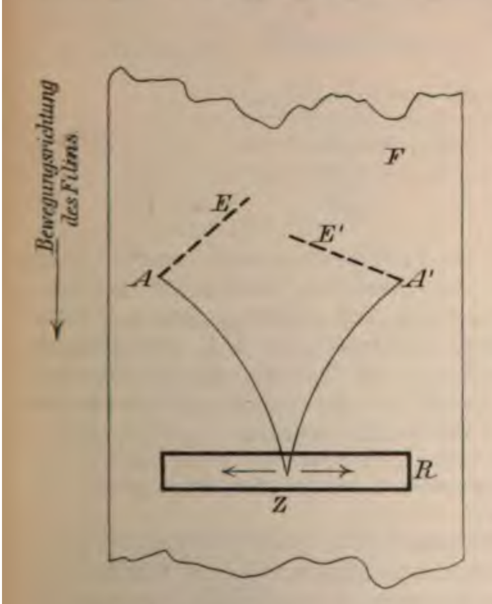
3. Der Treffpunkt zweier aufeinander zulaufender Explosionswellen wird zum Ausgangspunkt für zwei das bereits verbrannte Gas rückwärts durchlaufende Wellenzüge (LE CHATELIERS »onde prolongée«; DIXONS »collision wave«). In Fig. 29 treffen sich die bei *A* und *A'* ihren Ausgang nehmenden Explosionswellen *AC* und *A' C* in dem Punkte *C*, welcher hierauf Ausgangspunkt der Explosionsstöße *CE* und *CE'* wird.

Es scheint, daß hier und da das Phänomen des Explosionsstoßes mit der ihm sehr ähnelnden Erscheinung der Explosionswelle, deren Kennzeichen konstante Fortpflanzungsgeschwindigkeit für ein gegebenes Medium ist, identifiziert worden sei.[1] Alle photographischen Auf-



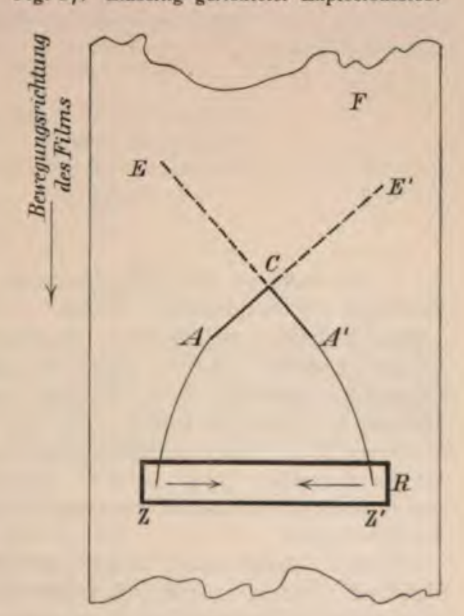
Z Zündungspunkt,
AC Explosionswelle,
AE Explosionsstoß.

Fig. 27. Einseitig gerichteter Explosionsstoß.



Z Zündungspunkt,
AE, *A'E'* Explosionsstöße,
←—→ Bewegungsrichtungen der Explosion.

Fig. 28. Aufeinander gerichtete Explosionsstöße.



Z, *Z'* Zündungspunkte,
AC, *A'C* Explosionswellen,
CE, *CE'* Explosionsstöße,
→← Bewegungsrichtungen der Explosion.

Fig. 29. Voneinander gerichtete Explosionsstöße.

---

[1] Siehe z. B. W. NERNST, Physik.-chem. Betrachtungen über den Verbrennungsprozeß in den Gasmotoren. Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ingen. 1905, 25.

nahmen des Explosionsstoßes lassen aber aufs deutlichste die Abnahme seiner Geschwindigkeit mit wachsender Entfernung vom Ausgangspunkte erkennen. Wenn dessenungeachtet von bestimmten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Explosionsstoßes in der Literatur die Rede ist, so bezieht sich dies nur auf die verhältnismäßig kurzen Wege, denen die photographische Registrierung im allgemeinen zu folgen vermag.

Außer den hier genannten Wellenzügen von äußerst geringer Schwingungsamplitude werden auch sichtbare oszillatorische Massenbewegungen beobachtet, deren Geschwindigkeit zum Teil erheblich hinter derjenigen des Schalles zurückbleibt (vergl. Ziffer 90).

139. Das Wesen des Explosionsstoßes betreffende physikalisch-chemische Untersuchungen liegen nur in beschränkter Anzahl vor und sind naturgemäß mit besonderen Schwierigkeiten verknüpft, wenn es sich um die bei großen Explosionen auftretenden Vorgänge handelt. Immerhin ist man einigermaßen darüber unterrichtet, daß die Geschwindigkeit sowie Intensität des Explosionsstoßes diejenigen Faktoren sind, welche bei der Übertragung explosiver Wirkungen auf größere Entfernungen hauptsächlich in Frage kommen.

1. Geschwindigkeit des Explosionsstoßes.

140. Als E. Mach[1] eine geringe Menge Jodstickstoff durch leichte Berührung mit einem Holzstabe zur Explosion brachte und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des erzeugten Luftstoßes in der Nähe dieser Schallquelle maß, ergab sich:

Tab. 37.
Geschwindigkeit des Explosionsstoßes.

Abstand von der Schallquelle mm	Geschwindigkeit m
80	756
137	540
254	453
400	416
977	373

Die normale Schallgeschwindigkeit in Luft (340 m) wurde erst in einem Abstande von mehreren Metern von der gewählten Schallquelle gefunden. Dies Ergebnis war seinerzeit so überraschend, daß lange an seiner Tatsächlichkeit gezweifelt wurde, zumal da andere Beobachter, die sich nicht ebenfalls eines Explosivstoffs als Schallquelle bedienten, nur normale Geschwindigkeiten auffanden. Man weiß jetzt, daß die von Mach beobachtete Schallwelle mit abnorm hoher, rasch abnehmender Fortpflanzungsgeschwindigkeit nichts anderes ist als die schon lange an ihren zerstörenden Wirkungen auf weite Entfernungen bei großen Pulver- und Sprengstoffexplosionen bekannte Erscheinung des Explosionsstoßes.

141. Eine nähere experimentelle Untersuchung erfuhr der Explosionsstoß durch P. Vieille.[2] Dieser Forscher beobachtete gelegentlich des Studiums der Fortpflanzungsgeschwindigkeit explosiver Vorgänge in gasförmigen entzündlichen Mischungen (Ziffer 94), daß eine Wellenbewegung mit großer Geschwindigkeit die explosible Gasmischung auch dann durchlief, wenn diese selbst gar nicht zur Entzündung gekommen war, sondern nur die Sprengkapsel, derart, daß jene lediglich die Rolle eines inerten Mediums bei seinen Explosionsvorgängen gespielt hatte. Die anfänglich große Geschwindigkeit dieser Art Explosionswelle verminderte

[1] E. Mach, Wiener Akad. Ber. 75, 1877. — [2] P. Vieille, Mém. Poudr. Salp. X, 177, 1899.

sich mit der Entfernung von der Sprengkapsel so schnell, daß sie schon an dem Ende eines mehrere Meter langen Rohres nicht mehr aufgefunden werden konnte. P. VIEILLE bediente sich zu diesen Versuchen starker Stahlrohre von 22 mm lichter Weite, 25 mm Wandstärke und bis zu 32 m Länge. An beiden Enden oder auch seitlich des Rohres waren leicht verschiebbare, gut gedichtete Stempel angebracht, deren Bewegung in der mehrfach beschriebenen Weise (Ziffer 94) mittelst Schreibfeder auf rotierenden Zylindern registriert wurde. Als Quelle des Explosionsstoßes diente ihm meist eine kleine Sprengkapsel von 0,63 g Knallquecksilberfüllung, welche durch einen elektrisch glühenden Draht zur Explosion gebracht wurde. Nachfolgende Zahlen veranschaulichen das Ergebnis dieser Versuche, wenn die Röhre mit Luft von Atmosphärendruck gefüllt war.

Tab. 38.
Geschwindigkeit des Explosionsstoßes.

Abstand vom Explosionsherde cm	Geschwindigkeit m
32,6	1073
53,2	1015
131,1	969
235,9	821
386,4	575

Noch auf 16 m Entfernung war die Geschwindigkeit des Explosionsstoßes höher als die normale Schallgeschwindigkeit. Wie nicht anders zu erwarten, erwiesen sich die gemessenen Geschwindigkeiten als beeinflußbar durch die Menge des detonierenden Explosivstoffs. P. VIEILLE gibt für eine Entfernung von 113 cm vom Explosionsherde folgende Zahlen:

Tab. 39.
Geschwindigkeit des Explosionsstoßes.

Füllung der Sprengkapsel g	Geschwindigkeit m
0,04	524
0,63	1151

Die chemische Beschaffenheit des Mediums, in welchem sich die Explosion vollzieht, wie auch seine Dichte beeinflussen in hohem Grade die Geschwindigkeit des Explosionsstoßes. Bei gasförmigen Medien ergab sich eine beträchtliche Verminderung seiner Geschwindigkeit mit wachsender Kompression des Mediums (Tab. 40; Explosionsladung 0,63 g Knallquecksilber):

Tab. 40. Geschwindigkeit des Explosionsstoßes bei verschiedener Dichte des Mediums.

Geschwindigkeit auf 113 cm Entfernung	in Wasserstoff m	in Luft m	in Kohlensäure m
1 Atm. Druck	2104	1041	814
22 „ „	1555	576	363
normale Schallgeschwindigkeit	1319	340	281

Daß auch die Hülle, in welche das explodierende Knallquecksilber eingewickelt wurde, von Bedeutung sein mußte, war, wenn es sich bei dem vorliegenden Phänomen tatsächlich um eine Übertragung von Wellenbewegungen

handelte, vorauszusehen. Merkwürdigerweise erhielt P. VIEILLE die höchsten Geschwindigkeiten unter sonst gleichen Verhältnissen, wenn die Knallquecksilberladung in starkes Kartonpapier eingeschlossen war. Die üblichen Kupferhülsen äußerten nahezu den gleichen Einfluß wie Kartonpapier. Schwächere Hüllen, wie Seidenpapier, Federposen, aber auch weit stärkere, wie Eisenblech, ergaben regelmäßig geringere Geschwindigkeiten für den sich fortpflanzenden Explosionsstoß.

Tab. 41. Spezifisches Dämpfungsvermögen.

Entfernung cm	Knallquecksilberladung in Kartonpapier m	Knallquecksilberladung in Eisenblech m
113	1144	931
386	805	634

Die in Tab. 41 zum Ausdruck kommende Verschiedenheit beruht nicht etwa darauf, daß innerhalb der Umhüllung die Detonationsgase eine ungleich hohe Spannung erlangen — schon wenige kg Überdruck treiben eine Kupferhülse auseinander —, sondern wahrscheinlicher auf spezifischem Dämpfungsvermögen gegenüber den auftretenden Kompressionswellen.

142. H. DIXON[1] ist es zuerst gelungen, in explosiblen Gasgemengen Kompressionswellen nachzuweisen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht wesentlich geringer war als die einer gleichzeitig darin hervorgerufenen Explosionswelle. Er bediente sich hierzu folgender Versuchsanordnung: An dem einen Ende eines beiderseits geschlossenen, mit dem explosiblen Gasgemenge gefüllten Rohres wurde vermittelst des elektrischen Funkens eine Explosion erzeugt, welche sich mit Detonationsgeschwindigkeit durch die ganze Länge des Rohres fortpflanzte.

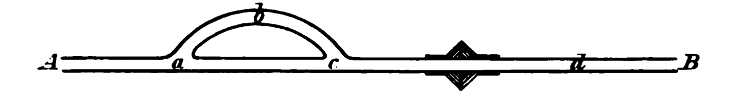


Fig. 30.
DIXONs Vorrichtung zur Erzeugung einer Schallwelle von detonationsartiger Geschwindigkeit.

Das Rohr hatte eine Abzweigung (Fig. 30), so daß die von A nach B fortschreitende Explosionswelle sowohl geradeaus von a nach c, wie auch durch das gekrümmte Stück $a\,b\,c$ verlaufen mußte. Wenn die geradeaus von a nach c schreitende Explosionswelle an der Stelle c vorbeikam, trat sie zum Teil in das Zweigstück ein und begegnete hier der den etwas längeren Weg $a\,b\,c$ zurücklegenden Nebenwelle. Es resultierte aus dieser Kollision eine nach beiden Richtungen A und B sich fortpflanzende Kompressionswelle. Letztere folgte dicht hinter der nach B voranschreitenden Explosionswelle in das Rohrstück d, und beide konnten in etwa 1 m Entfernung von der Stelle c auf einem rotierenden Film photographiert werden (Ziffer 138). Die Geschwindigkeit der Detonationswelle wurde in der Gasmischung $C_2N_2 + O_2$ zu 2320 m ermittelt, die der nachfolgenden Schallwelle zu 1635 m. Die hohe Temperatur und der hohe Druck im Zuge der Detonationswelle, vielleicht auch die Vorwärtsbewegung der ganzen Gasmasse, schufen Bedingungen, unter denen auch eine gewöhnliche Kompressionswelle mit detonationsartiger Geschwindigkeit fortschreiten kann.

143. H. LE CHATELIER[2] ermittelte die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Kompressionswellen des Explosionsstoßes unter verschiedenen Bedingungen ihrer

[1] H. DIXON, Phil. Trans. **200**, 315, 1903. — [2] H. LE CHATELIER, Compt. rend. **130**, 1755, 1900; **131**, 30, 1900.

Entstehung und Ausbildung (Ziffer 138) in explosiblen Gasgemengen. Diese befanden sich in einem 1 m langen Rohre von 5 mm Durchmesser und wurden mit Hilfe einer kleinen, 0,05 g Knallquecksilber enthaltenden Pille oder eines kräftigen elektrischen Funkens entzündet. Die Messung der Geschwindigkeit der auftretenden Stoßwellen wurde auch hier (vergl. Ziffer 60) durch den Umstand erleichtert, daß die Gasmasse in dem Punkte der jeweilig stärksten Verdichtung hell leuchtet, so daß eine photographische Registrierung auf schnell und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Stoßwelle bewegtem Film möglich wurde. Auf diese Weise fand man folgende Geschwindigkeitszahlen:

Tab. 42. Geschwindigkeit von Kompressionswellen.

Geschwindigkeit	$C_2H_2 + O_2$ m	$C_2H_2 + 2NO$ m	$2CO + O_2$ m
1. der Explosionswelle	2990	2850	1900
2. des Explosionsstoßes:			
a) »onde rétrograde«	2300	1140	—
b) »onde réfléchie«	2250	1350	1000
c) »onde prolongée«	2050	—	—

Während gewöhnliche Schallwellen sich ohne Änderung ihrer Geschwindigkeit durchkreuzen können, erfährt der Explosionsstoß unter entsprechenden Verhältnissen eine starke Einbuße an Geschwindigkeit; ebenso auch bei Reflexion an widerstandsfähigen Hindernissen. So fand H. LE CHATELIER (a. a. O.) für die Geschwindigkeit des Explosionsstoßes in der Mischung $C_2H_2 + O_2$:

unmittelbar am Ausgangspunkte	2300 m
nach der ersten Reflexion	1350 „
nach einer Durchkreuzung	1080 „
nach zweimaliger Durchkreuzung	980 „

144. Die oben (Ziffer 73) erwähnte Methode der Geschwindigkeitsbestimmung von Explosionswellen mit Hilfe detonierender Zündschnüre benutzte M. DAUTRICHE[1] auch zur Ermittelung der Geschwindigkeit des Explosionsstoßes in atmosphärischer Luft. Als Energiequelle dienten Sprengstoffpatronen im Gewicht von 100 g. Für ein Dynamit, dessen Detonationsgeschwindigkeit zu 7000 m ermittelt worden war, ergab sich die Geschwindigkeit der Luftstoßwelle auf 5 cm Entfernung vom nächsten Punkte der Patrone zu 3000 m, und für Cheddit, dessen Detonationsgeschwindigkeit 3000 m betrug, unter den gleichen Bedingungen zu 950 m.

145. Eine wertvolle Bestätigung und Erweiterung der auf diesem Gebiete mit geringen Sprengstoffmengen gewonnenen Erfahrungen lieferten die in großem Maßstabe an verschiedenen Orten angestellten Explosionsversuche, wobei bis zu 1500 kg Sprengstoff (Gelatinedynamit) auf einmal zur Detonation gebracht wurden. Zur Messung der Geschwindigkeit des Explosionsstoßes dienten in Cummersdorf[2] Luftstoßanzeiger, welche ursprünglich für die Messung von Geschoßgeschwindigkeiten konstruiert waren, aber sich auch für die bei Explosionen zu erwartenden gewaltigen dynamischen Kräfte empfahlen. Diese Luftstoßanzeiger bestehen aus elektrischen Kontakten, welche durch den Ausschlag einer Metallmembran geöffnet oder geschlossen werden, sobald sie ein Luftstoß, z. B. die Kopfwelle eines Geschosses, trifft. Stromschluß und Stromöffnung wurden wie üblich auf einer rotierenden Trommel durch eine Schreibfeder aufgezeichnet, die durch einen kleinen, in den Stromkreis eingeschalteten Elektromagneten in Tätigkeit gesetzt wurde. Die Geschwindigkeit der durch

[1] M. DAUTRICHE, Compt. rend. **144**, 1030, 1907. — [2] E. MÜLLER, Verh. d. Ver. Beförd. Gewerbfl. 1900, 45.

die Luft fortgepflanzten Erschütterung in nächster Nähe des Explosionsherdes kam aus Rücksicht auf die Erhaltung der Apparate nicht zur Ermittelung; sie muß aber sehr groß gewesen sein, da sie noch auf der 50 m entfernten ersten Messungsstelle gegen 800 m betrug und auch auf 250 m noch nicht die normale Geschwindigkeit des Schalles angenommen hatte. Gleichzeitig mit diesen Luftwellen verliefen in dem Sandboden des Versuchsfeldes ähnliche Erschütterungswellen, deren Geschwindigkeit in gleicher Entfernung vom Explosionsherde beträchtlich höher war als die der Luftwelle. Um diese Nebenwellen nachzuweisen, waren 0,5 m unter der Erdoberfläche Registrierapparate aufgestellt, welche die horizontale Bodenbewegung aufzeichnen konnten, ohne von den direkten Einwirkungen der Lufterschütterung und den durch diese verursachten Bewegungen der Erdoberfläche beeinflußt zu werden.

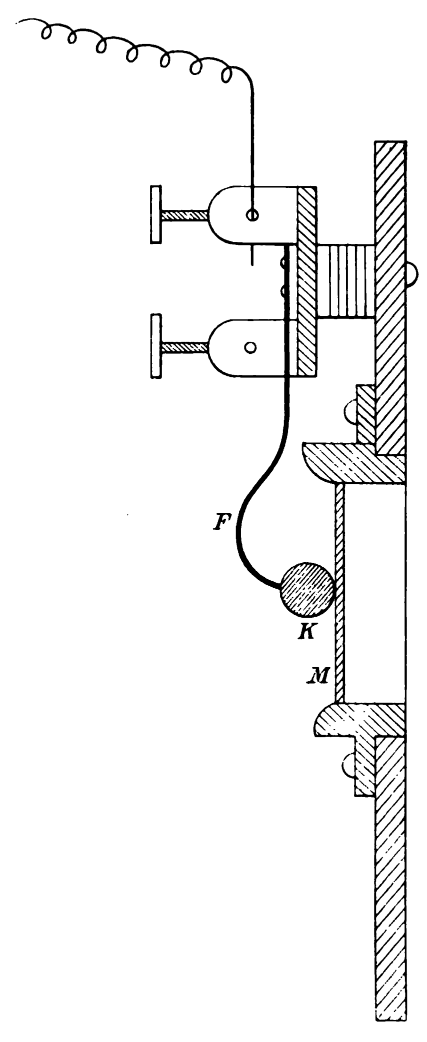


Fig. 31 Luftstoßanzeiger.

146. Die französische Sprengstoffkommission[1] bediente sich zur Messung der Geschwindigkeit des Explosionsstoßes ebenfalls elektrischer Kontakte, welche durch den Ausschlag einer Metallmembran geöffnet wurden, sobald sie in den Bereich der fortschreitenden Lufterschütterung kamen. Die erste Unterbrechungsstelle lag in der explodierenden Sprengstoffmasse selbst und bestand aus einem schwachen Kupferdraht. In Rücksicht auf die zerstörende Wirkung des Luftstoßes waren die nächstfolgenden Unterbrecherapparate so einfach wie möglich konstruiert. Eine Blechscheibe mit Hilfe einer leichten Feder auf einem Holzpfahl befestigt, saß im Ruhezustande gegen eine von demselben Pfahl getragene Metallschraube ausgedrückt; sobald aber durch den Explosionsstoß die Scheibe zurückwich, wurde der zwischen Schraube und Scheibe kreisende Strom unterbrochen. Für die größeren Entfernungen hatte man empfindlichere Apparate (Fig. 31) gewählt. Eine kleine Stahlkugel *K* wurde durch die isolierte Feder *F* leicht gegen eine Schwarzblechmembran *M* angedrückt. Im Ruhezustande durchfloß der elektrische Strom Membran, Kugel und Feder unter dem Einfluß des Luftstoßes schwang die Kugel leicht zurück, trennte sich von der Membram und unterbrach den Strom. Die Geschwindigkeit des Explosionsstoßes für eine gegebene Entfernung war nicht nur von der Sprengstoffmenge, sondern auch, wie die Übersicht Tab. 43 zeigt, von der Natur des Sprengstoffes abhängig

---

1 Mém. Poudr. Salp. XIII, 228, 1905; LHEURE-BURKARD, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen 2, 228, 249, 308, 427, 446, 1907.

Tab. 43. Abhängigkeit der Geschwindigkeit des Explosionsstoßes von der Natur des Sprengstoffes.

Sprengstoff	Menge kg	Entfernung vom Explosionsherde m	Mittlere Geschwindigkeit des Explosionsstoßes m
Pikrinsäure	100	0—20	638
		20—40	379
		40—60	357
Cheddit	150	0—20	590
		20—40	413
		40—60	360
Schwarzpulver	300	0—20	530
		20—40	380
		40—60	360

2. Intensität des Explosionsstoßes.

147. Veranlassung zu Versuchen über die Intensität des Explosionsstoßes gab zuerst das militärische Bedürfnis, unterseeische Minen so weit voneinander entfernt anzubringen, daß bei etwaiger Explosion der einen nicht die übrigen gefährdet werden. H. L. ABBOT[1] bestimmte die Größe der unter Wasser fortgepflanzten Stoßenergie mit Hilfe folgender Anordnung: Auf einem eisernen Ringe, welcher durch eine schwimmende Boje in tiefem Wasser horizontal gehalten wurde, waren in der Mitte die Sprengstoffladung und auf der Peripherie in regelmäßigen Abständen sechs NOBLEsche Stauchvorrichtungen (Ziffer 105) mit Stauchzylindern aus Blei angebracht. Der Durchmesser des eisernen Ringes wechselte bei den einzelnen Versuchsreihen zwischen $2^1/_2$, $3^1/_2$, $4^1/_2$ und $5^1/_2$ m. Wie aus den gemessenen Stauchungen der Bleizylinder hervorging, wurde der Explosionsstoß nach allen Richtungen mit gleicher Intensität übertragen, deren Betrag sich als annähernd umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung vom Explosionszentrum erwies. Die Größe der wirksamen Kraft stand nicht im geraden Verhältnis zur explodierenden Sprengstoffmenge, sondern war weit geringer; sie wuchs, wenn man von der einfachen auf die doppelte Sprengstoffladung überging, nicht auf das Doppelte, sondern nur um etwa ein Viertel. Bezeichnet man also mit P das Gewicht der explodierenden Masse, mit d die Entfernung vom Explosionsherde, dann wäre die übertragene Energie E des Explosionsstoßes

$$E = m \cdot \frac{\sqrt{P}}{d^2},$$

worin m eine von der Art und Beschaffenheit des Sprengstoffs abhängige Konstante bedeutet.[2] Diese Formel kann indessen nur für ein inkompressibles Medium Gültigkeit haben, als welches aber Wasser, selbst in beträchtlicher Tiefe unter der Oberflächenschicht, nicht gelten kann, zumal bei den hier in Frage kommenden Drücken von mehreren tausend Atm.[3] In der Tat ließen sich die von H. L. ABBOT ermittelten Intensitäten des Explosionsstoßes nur gezwungen in eine einfache gesetzmäßige Beziehung zur Entfernung und Menge des auf einmal detonierenden Sprengstoffs bringen.

148. R. BLOCHMANN[4] benutzte zur Messung der Intensität des Explosionsstoßes die schon von E. MALLARD und H. LE CHATELIER angewandte Vorrichtung

[1] H. L. ABBOT, Experiments and investigations to develop a system of submarine mines, 1884; vergl. auch P. CHALON, Explosifs modernes 1889, 246. — [2] J. P. CUNDILL und J. H. THOMSON, Dictionary of Explosives 1895, S. 19 des Vorworts. — [3] M. JACOB, Compt. rend. **138**, 1259, 1904. — [4] R. BLOCHMANN, Marine-Rundschau, **9**, 197, 1898; vergl. auch C. E. BICHEL, Marine-Rundschau **16**, 1345, 1905. R. THRELFALL, Phil. Mag. [5] **21**, 165, 1886.

(Ziffer 102) der Verbindung eines Federdruckmanometers mit einer rotierenden Trommel, so daß auch der zeitliche Verlauf der auftretenden Erscheinungen verfolgt werden konnte. Der durch das Wasser fortgeleitete Explosionsstoß wurde von Stempeln bekannten Querschnitts aufgefangen, welche auf vorher geeichte Federn wirkten, deren Verkürzung registriert wurde. Die mit diesem Apparate gewonnenen Diagramme (Fig. 32) sind durch eine Reihe charakteristischer Druckmaxima ausgezeichnet, von denen die beiden ersten ein besonderes Interesse beanspruchen. Das erste Druckmaximum *A* verdankt seine Entstehung einem mit Schallgeschwindigkeit fortschreitenden Impulse, der als der eigentliche Explosionsstoß aufgefaßt werden kann. Offenbar handelt es sich um die oben (Ziffer 137) für das Medium Luft angedeutete Erscheinung mit der Abänderung, daß sie sich hier in dem Medium Wasser vollzieht. Das zweite, anscheinend größere Druckmaximum *B* deutet auf eine andere, weit langsamere, nur mit wenigen Metern Geschwindigkeit sich fortpflanzende dynamische Ursache, wie sie durch



Fig. 32. BLOCHMANNS Diagramm der Wirkung einer Unterwasser-Explosion.

die Fortbewegung von Wassermassen selbst gegeben sein würde. Es wurde auch versucht, aus den durch das Dynamometer aufgezeichneten Diagrammen die absoluten Beträge der wirksamen Kräfte abzuleiten, ohne indessen eine befriedigende Übereinstimmung mit der theoretischen Überlegung zu erzielen.

149. Noch weniger in Zahlen faßbar gestalten sich die Verhältnisse bei Explosionen in elastischen Medien, wenn, was in der Regel der Fall ist, die freie Luft sowie der Erdboden den Explosionsstoß aufnehmen und fortleiten. Um für die bei zufälligen Explosionen größeren Umfangs beobachteten, sehr verwickelten mechanischen Kraftwirkungen ein besseres Verständnis zu gewinnen, hatte man in Cummersdorf (vergl. Ziffer 145) um den Explosionsherd strahlenförmig in die Erde gegrabene Pfähle gruppiert und an diesen eigens für den vorliegenden Zweck konstruierte Federkraftmesser befestigt. Zur Kontrolle dieser Versuchsanordnung dienten empfindlich gelagerte Kugeln, die durch den Explosionsstoß aus ihrer Ruhelage fortbewegt wurden, sowie ferner fest angebrachte Glasscheiben, welche durch den Explosionsstoß zersplittert wurden.

150. L. THOMAS[1] berichtete über ähnliche Versuche, die den Zweck hatten zu ermitteln, ob durch Verladen großer Mengen Dynamit in einer Entfernung von 12 km von Antwerpen für diese Stadt eine Gefahr bestehe. Auf freiem Felde wurden vom gewählten Explosionsorte aus nach allen Richtungen hin in Entfernungen von 5 bis zu 1000 m im ganzen 50, teils bewegliche, teils feste Scheiben aufgestellt. Außerdem wurden innerhalb des voraussichtlichen Bereiches des Explosionsstoßes zwei Holzhütten erbaut, mit Dachziegeln gedeckt und mit Türen sowie verglasten Fenstern versehen. Die Sprengstoffladungen bestanden aus 25, 50, 150 und 1000 kg Gelatinedynamit in der üblichen Verpackung von je 25 kg patronierten Sprengstoffs in Kisten; sie wurden freiliegend nacheinander zur Explosion gebracht. Die zerstörende Wirkung äußerte sich, entsprechend den steigenden Sprengstoffmengen, bis auf 17,5, 40, 55 und 125 m vom Explosionsherde. Weiter folgte

1 Mitt. Gegenst. Art. Geniew. 1904, 1147.

eine schmale neutrale Zone, und über diese hinaus machte sich die gegen den Explosionsherd gerichtete Wirkung geltend, durch welche die Scheiben nach dem Orte der Explosion hin umgelegt, in den Hütten die Fensterrahmen herausgedrückt und die Verglasung zumeist nach außen geworfen wurde.

151. Daß von klarer Erkenntnis oder auch nur einem tieferen Eindringen in den komplizierten Mechanismus des Explosionsstoßes, so lange man notgedrungen auf rohe Hilfsmittel angewiesen ist, nicht wohl die Rede sein kann, liegt auf der Hand. Immerhin ist es auf Grund der oben (Ziffer 146) erwähnten Versuche der französischen Sprengstoffkommission [1] gelungen, für die Abhängigkeit der Fernwirkung von der Menge des detonierenden Sprengstoffes eine Gesetzmäßigkeit von klarer physikalischer Bedeutung aufzufinden. Es zeigt sich, daß in bezug auf die zerstörende Wirkung des Explosionsstoßes sich alles so vollzieht, als ob die Energie der explodierenden Masse zusammengedrängt wäre in der Luft auf die Oberfläche von aufeinanderfolgenden Kugelschalen, deren Mittelpunkt im Zentrum des Explosionsherdes liegt. Bezeichnet man wie oben (Ziffer 147) mit d die Entfernung vom Explosionsherde, in welcher noch eine bestimmte Stoßwirkung erzeugt wird, mit P das Gewicht der explodierenden Masse und mit m eine von der Art und Beschaffenheit des Sprengstoffes abhängige Konstante, dann ist nach jenen Versuchsergebnissen

$$d = m\sqrt{P}$$

Die Fernwirkungsgrenzen des Explosionsstoßes erweisen sich als ungefähr proportional den Quadratwurzeln aus den Sprengstoffmengen; mit wachsender Sprengstoffmenge wird die Zone der Gefährdung sehr bald praktisch unabhängig von jener. Ein Vergleich der nach diesem Verhältnis errechneten Wirkungsweiten des Explosionsstoßes mit der bei Explosionsunfällen tatsächlich beobachteten Zone der Zerstörung führt zu hinreichender Übereinstimmung, welche die Zulässigkeit jener Gesetzmäßigkeit für die Praxis darzutun scheint:

Tab. 44. Zerstörungszonen bei großen Explosionen.

Explosionsunfall		Sprengstoff		Zerstörungszone	
Ort	Jahr	Menge kg	Art	beobachtet m	berechnet m
Corvilain . . .	1889	5 500	Schwarzpulver	340, schwere Beschädigungen	500
Vigna-Pia . . .	1891	260 000	"	1500, " " 6000, sehr leichte "	3600
Santander . . .	1893	30 000	Dynamit	600, schwere "	1700
Keeken	1895	20 000	"	1200—2200 je nach der Richtung	1400
Johannesburg .	1896	50 000	Sprenggelatine	1800, schwere Beschädigungen 4500, leichte "	2500
Lagoubran . .	1899	100 000 100 000	Schwarzpulver rauchlos. Pulver	3200, schwere " 7000, leichte "	2200
Avigliana . . .	1900	10 000	Sprenggelatine	1300	1200

152. Trifft der Explosionsstoß mit hinreichender Energie einen zweiten Sprengstoff, so wird dieser selbst zur Explosion veranlaßt. Die Entfernung, bis auf welche Detonation durch solche Art Übertragung vermittelt wird, ist, wie zahlreiche Versuche ergeben haben, in erster Linie eine Funktion der Quantität der Primärladung, durch welche sowohl Geschwindigkeit wie Intensität des Explosionsstoßes bestimmt sind. Nach den Versuchen von F. Mauerhofer,[2] M. Coville[3] und anderen, welche indessen nur mit geringen Sprengstoffmengen gearbeitet haben,

---

[1] Mém. Poudr. Salp. XIII, 161, 1905. Vergl. auch Lheure-Burkard, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **2**, 228, 249, 308, 427, 446; 1907. — [2] F. Mauerhofer, Österr. Zeitschr. f. Berg- u. Hüttenwesen 1882, Beilage S. 19. — [3] M. Berthelot, Sur la force des matières explosives 1883, I, 118.

besteht zwischen Übertragungsentfernung und Quantität der Primärladung ein gerades Verhältnis, wobei die Beschaffenheit des Mediums durch Hinzufügung eines Proportionalitätsfaktors in der Rechnung hinreichend berücksichtigt werde. Bei großen Sprengstoffmengen rückt diese Entfernungsgrenze stetig hinaus, aber nicht mehr proportional der Quantität primär explodierender Masse.[1] So konnte eine Primärladung von 10 kg Guhrdynamit die Sekundärladung noch eben auf 4,5 m Abstand zur Explosion bringen, während eine Entfernung von 20 m bei proportionaler Steigerung zu erwarten gewesen wäre.

153. A. KETTE[2] hat vorgeschlagen, die Übertragungsentfernung für Sprengstoffe dadurch zu ermitteln, daß man einen von zwei je einander gegenüberliegenden, sich jedoch nicht berührenden Sprengstoffkörpern gleicher Form und gleichen Gewichts zur Explosion bringt und aus der veränderlichen Entfernung, über welche hinweg sich die Explosion auf den zweiten Körper noch überträgt, die gesuchte Zahlengröße errechnet. In einem ersten Versuche werden zunächst

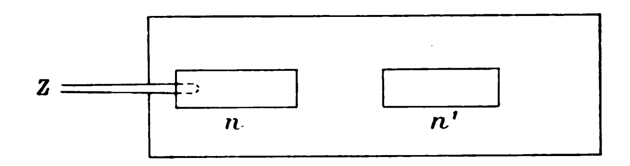


Fig. 33. Messung des Übertragungsvermögens von Sprengstoffen.

zwei Patronen eines bekannten Sprengstoffs zur Einstellung der Entfernung benutzt, hierauf in einem zweiten Versuche das Übertragungsvermögen des Normalsprengstoffs auf den zu prüfenden Sprengstoff festgelegt und schließlich in einem dritten Versuche umgekehrt die Entfernung gemessen, auf welche der zu prüfende Sprengstoff den bekannten Normalsprengstoff initiiert. Der initiierende Sprengstoff *n* (Fig. 33) ist mit Zündschnur *z* versehen und, ebenso wie der ihm gegenüber befindliche Körper *n'* aus dem zu untersuchenden Sprengstoff, an einem Brettchen befestigt. Man mißt vor der Explosion die Entfernung der beiden Körper voneinander und ermittelt, bei welcher Maximalentfernung die Explosionsübertragung von Körper *n* auf *n'* noch eben stattfindet.

154. Ob Beziehungen bestehen zwischen der chemischen Zusammensetzung eines Explosivstoffs und dessen Fähigkeit, durch Vermittelung des Explosionsstoßes auf seinesgleichen initiierend zu wirken, unterliegt noch dem Zweifel; jedenfalls ist die zu vermutende Gesetzmäßigkeit zwischen den genannten Faktoren noch nicht erkannt. Bei manchen Explosivstoffen (Pikrinsäure) tritt diese spezifische Fähigkeit, Detonationswirkungen auf weitere Entfernungen zu übertragen, überhaupt sehr wenig hervor. Ferner gehört die Beobachtung hierher, daß nahe miteinander verwandte Sprengstoffe (Sprenggelatine, Guhrdynamit, 80prozentiger und 65prozentiger Gelatinedynamit) hinsichtlich der Entfernung, auf welche sie unter vergleichbaren Verhältnissen übertragen, ein fast willkürlich hin- und herschwankendes Verhalten zeigen.

Die Fähigkeit, durch den bei einem primären Explosionsvorgange auftretenden Explosionsstoß initiiert zu werden, beschränkt sich wohl kaum auf feste und flüssige explosible Systeme; es scheint, daß manche, durch ihre Ausdehnung auffallende Schlagwetterexplosionen auf die Mitwirkung derartiger Einflüsse zurückgeführt werden können.

Luft, als ein sehr elastisches Medium, dämpft den die Detonation eines anderen Sprengstoffs auslösenden Explosionsstoß in besonders hohem Maße, und

[1] P. CHALON, Explosifs modernes 1889, 266. — [2] D.R.-P. A. Nr. 22698 von 12. Febr. 1902.

es ist daher von praktischer Bedeutung, den Luftzwischenraum zwischen je zwei Patronen, welche man durch Übertragung zur Explosion bringen will, so gering als möglich zu wählen. Bleibt eine nicht zu vernachlässigende Luftsäule, so ist, selbst in dem Falle, daß die zweite Patrone noch detonierte, doch der ihr gegebene Impuls in seiner Stärke vermindert worden, und der Auslösungsvorgang erfolgt nicht mit derjenigen Geschwindigkeit, die eine gute Fortpflanzung der Explosion innerhalb der Sprengstoffmasse der Patronenreihe sichert.[1] Eine durch Sprengkapsel initiierte Dynamitpatrone beispielsweise hatte auf dem Erdboden einen Trichter von 30 cm Durchmesser ausgeworfen, die zweite danebenliegende Patrone gleicher Art einen Auswurftrichter von nur 22 cm Durchmesser erzeugt. Als die Patronenreihe weiter verlängert wurde, ließ sich eine allmähliche Abnahme des Erdauswurfs mit der Entfernung von der Initiierungsstelle deutlich erkennen. Wurden zwei Dynamitpatronen frei in der Luft aufgehängt, so daß sie sich eben berührten, dann erfolgte meist keine Detonationsübertragung, zum Teil aus dem Grunde nicht, weil die zwischenliegende Luftschicht in der Regel genügt, um die Intensität des Explosionsstoßes bis unter die erforderliche Höhe abzudämpfen.

Ebenso wie Luft sind auch lufthaltige Substanzen, namentlich lockerer Sandboden, imstande, den Explosionsstoß zu schwächen, und der Schutz den Erdwälle auf die Umgebung eines Explosionsherdes ausüben (Ziffer 222), beruht im wesentlichen auf dieser dämpfenden Wirkung.

155. Zwei intensive Explosionsstöße, welche in entgegengesetzter Richtung aufeinander treffen, können die am Orte ihrer Begegnung befindliche Luftmasse derart verdichten, daß diese ins Glühen gerät; der hierfür erforderliche Kompressionsdruck ist verhältnismäßig gering und kann leicht zwischen zwei einander nahestehenden Sprengstoffpatronen auftreten. Die Temperatursteigerung, welche ein Gas, im besonderen also die Luft, durch plötzliche Verdichtung erfährt (Ziffer 36), ist durch die Gleichung[2] bestimmt:

$$\frac{T}{T^1} = \left(\frac{p}{p^1}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

worin T^1 und p^1 Anfangstemperatur und Anfangsdruck vorstellen, z. B. 273° abs (= 0° C) und 1 Atm., während k das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen bedeutet. Der Kompressionsdruck braucht hiernach nur etwa 200 Atm. zu betragen, um vorübergehend die Luft von 0° C auf 1000° C zu erhitzen. A. Siersch[3] hat die in Rede stehende Erscheinung zuerst gelegentlich der gleichzeitigen Detonation zweier frei aufgehängten Sprengstoffpatronen beobachtet, und Ph. Hess[4] gebührt das Verdienst, auf ihre Bedeutung für die Schießarbeit in Schlagwetter führenden Gruben aufmerksam gemacht zu haben.

VII. Explosionsflamme.

156. Die Bildung einer mehr oder weniger ausgedehnten Explosionsflamme gehört zwar nicht zu den notwendigen Begleiterscheinungen explosiver Vorgänge; doch ist sie als eine fast regelmäßige Folge hoher Temperatur der Explosionsgase mit in Rücksicht zu ziehen. Begründeter Anlaß sich mit ihrem Wesen näher zu beschäftigen liegt vor, seitdem die Auffassung an Geltung gewonnen hat, daß die mangelnde Schlagwettersicherheit bei der Sprengarbeit mit Schwarzpulver,

---

[1] F. Abel, Compt. rend. **78**, 1227, 1301, 1362, 1432; 1874. — [2] R. Clausius, Mech. Wärmetheorie 1887, 65; vergl. auch P. Vieille, Compt. rend. **130**, 238, 1900. — [3] A. Siersch, Österr. Zeitschr. Berg- und Hüttenw. 1896, 4. — [4] Ph. Hess, Mitt. Gegenst. Art. Geniew. **31**, 26, 1900.

Dynamit und noch manchen anderen Sprengstoffen, im wesentlichen auf den Charakter der dabei auftretenden Explosionsflamme zurückzuführen sei.

Nach ihrer äußeren Erscheinung beurteilt, zeigt die bei einem Explosionsvorgange auftretende Flamme Verschiedenheiten in bezug auf Intensität, Leuchtkraft, Größe und Dauer, und es scheint, daß diese Ungleichheiten in nachweisbarem Zusammenhange mit den Umständen bei der Explosion wie auch mit der chemischen und physikalischen Beschaffenheit des explosiblen Systems stehen.[1]

157. Eine Vorstellung von der Größe der Explosionsflamme unter wechselnden Bedingungen suchte man zunächst auf dem Wege zu erhalten, daß man leicht entzündliche Substanzen, wie Schwarzpulver oder trockene Nitrozellulose, im Umkreise einer explodierenden Sprengstoffmasse aufstellte.[2] Indessen lehrten diese Versuche, daß doch oft keine Zündung stattfand, wo anscheinend alle Bedingungen zu einer Zündung erfüllt waren.

158. A. Siersch,[3] der zuerst die Ansicht aussprach, daß die Größe der Explosionsflamme einen unmittelbaren Maßstab für die Schlagwettersicherheit eines Sprengstoffs bilde, erhielt besser verwertbares experimentelles Material durch photographische Aufnahme der in Frage kommenden Lichterscheinungen. Die Versuche wurden in dunkler Nacht ausgeführt, indem man in angemessener Entfernung vor dem geöffneten Objektiv die Explosion der freihängenden Sprengpatrone vor sich gehen ließ. Aus diesen photographischen Aufnahmen geht zweifellos hervor, daß die einzelnen Sprengstofftypen durch charakteristische Lichterscheinungen ausgezeichnet sind. Im allgemeinen erwies sich die Größe der Explosionsflamme als in Parallele stehend mit der Höhe der Explosionswärme des betreffenden Sprengstoffs. Sprengstoffe mit sehr hoher Explosionswärme (Tab. 4), wie Sprenggelatine (92 %, Nitroglyzerin), Guhrdynamit (75 %), Gelatinedynamit (65 %) erzeugten weitreichende Bilder auf der lichtempfindlichen Platte. Sprengstoffe mit verhältnismäßig niedriger Explosionswärme, wie die nitroglyzerinarmen Wetterdynamite und Karbonite, insbesondere aber die Ammonnitratgemische, ergaben weit weniger hervortretende Flammenerscheinungen; in einzelnen Fällen schien die Explosionsflamme überhaupt zu fehlen. Neben dem Charakter der Sprengstoffe kamen auch die Versuchsbedingungen auf den Lichtbildern zur Geltung. Naturgemäß war die Größe des Flammenbereichs abhängig von der Menge des explodierenden Sprengstoffs, und es deckt sich dies mit der Erfahrung, daß auch im praktischen Betriebe die Schlagwettersicherheit mit wachsender Sprengladung abnimmt (Ziffer 161).

159. Jedes entzündliche Gasgemenge bedarf, um explosiv ausgelöst zu werden, einer gewissen, wenn auch sehr kurzen Zeit (Ziffer 31); man konnte daher hinsichtlich der Schlagwettersicherheit von Sprengstoffen folgern, daß die heiße Explosionsflamme um so leichter ein in der Grube vorhandenes Schlagwettergas zünden werde, je länger ihre Einwirkung dauere. E. Mallard und H. le Chatelier[4] hatten festgestellt, daß gerade für ein Gemenge von Methan mit Luft eine gewisse Temperaturhöhe erst dann wirksam werde, wenn sie hinreichend lange anhalte (Ziffer 37), und man vermutete schon lange als Ursache der mangelnden Schlagwettersicherheit von Schwarzpulver, dessen Explosionswärme verhältnismäßig gering ist, die relativ lange Flammendauer.

160. C. E. Bichel[5] hat von diesem Gesichtspunkte aus die Sierschschen Versuche weitergeführt. Ein Stahlmörser, dessen Bohrung ungefähr den Verhältnissen bei der Sprengarbeit entsprach, wurde aufrecht hingestellt und dahinter ein Maßstab angebracht. Von dem zu prüfenden Sprengstoffe wurden in der Regel 100 g

[1] F. Heise, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904, 64. — [2] A. Siersch, Österr. Zeitschr. f. Berg- und Hüttenwes. **44**, 4, 1896. — [3] A. Siersch, a. a. O. Vergl. auch Wilkoszewski, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 141, 1907. — [4] Vergl. H. le Chatelier, Le Grisou, 47. — [5] C. E. Bichel, Zeitschr. Berg-, Hütten- und Salinenwes. **50**, 669, 1902. Derselbe, Methoden und Apparate der Sprengstoff-A.-G. Carbonit zur Prüfung von Sprengstoffen, 1907.

in den Mörser geladen und der Schuß elektrisch abgetan. Die photographische Aufnahme des Flammenbildes geschah zur Nachtzeit und zwar, um auch die chemisch wirksamen Strahlen möglichst vollständig zu registrieren, auf einem schnell umlaufenden lichtempfindlichen Film durch Vermittelung einer Quarzlinse. Zwischen Linse und Trommel war ein Schirm angebracht, der einen senkrechten Spalt hatte. Bei stillstehender Trommel entsprach die Länge des Bildes der Flammenlänge und die Breite des Bildes der Breite des Spaltes. Bei schnelllaufender Trommel verzerrte sich das Bild nach der Breite, und die Breitenausdehnung des Bildes, bezogen auf die Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel, gab die Dauer der Lichterscheinung in tausendstel Sekunde an. Ebenso wie zwischen Größe der Explosionsflamme und Schlagwettersicherheit eines Sprengstoffs ist auch zwischen Flammendauer und Schlagwettersicherheit eine Beziehung unzweifelhaft vorhanden. Wenn sie sich bei der geschilderten Versuchsanordnung nicht mit wünschenswerter Deutlichkeit ergeben hat, so mag daran der Umstand beteiligt sein, daß das photographische Flammenbild zwar alles registriert, was leuchtet, wenn es auch nicht zündet, aber nicht das, was nicht leuchtet und doch möglicherweise besser die Zündung der Schlagwettergase vermittelt.[1]

161. Von Bedeutung dürfte der Umstand sein, daß außer Größe und Dauer der Explosionsflamme noch andere Sprengstoffmerkmale für die Frage der Schlagwettersicherheit in Betracht kommen. Sie äußern sich beispielsweise in der Art der technischen Verarbeitung eines Sprengstoffgemisches. Je inniger und feiner sowohl die einzelnen Bestandteile wie auch die ganze Mischung verarbeitet und durcheinander gemengt wurde, um so höher war die Schlagwettersicherheit des betreffenden Sprengstoffes; bei ungenügender Verarbeitung verloren selbst an und für sich bewährte Sprengstoffmischungen ihre Schlagwettersicherheit.[2] Wie schon aus diesen Bemerkungen hervorgeht, liegt der theoretische Zusammenhang der Erscheinungen auf dem vorliegenden Gebiete zum Teil noch im Dunkeln. Man ist bemüht, auf empirischem Wege fortzuschreiten an der Hand eines von H. Winkhaus[3] angegebenen Verfahrens, welches auf den bergbaulichen Versuchsstrecken in Deutschland, Österreich, England allgemeine Anwendung gefunden hat und darin besteht, die Sicherheit eines Sprengstoffs nach dem Gewichte der Maximalladung zu beurteilen, die noch ohne zu zünden in ein Gasgemisch bestimmter Zusammensetzung (z. B. Benzin-Luft[4]) aus einem Mörser abgetan werden kann. Die Erfahrung lehrt, daß mit steigender Menge eines und desselben Sprengstoffes alle diejenigen Umstände, welche die Zündung der Schlagwetter begünstigen, darunter auch die Flammendauer, immer stärker hervortreten; bei einer gewissen Höchstladung hört für jeden bisher gefertigten Sprengstoff die Schlagwettersicherheit auf. Diese Tatsache ist um so beachtenswerter als eine irrtümliche Deutung der Beobachtungen von E. Mallard und H. le Chatelier über das abweichende Verhalten des Methans in bezug auf Entzündungsgeschwindigkeit in Mischung mit Luft (Ziffer 37) zu dem Schlusse geführt hat, gewisse Sprengstoffe könnten überhaupt keine Schlagwetter zünden.[5] Fig. 34—36 zeigt die Einrichtung der Berggewerkschaftlichen Versuchsstrecke in Gelsenkirchen in Längenriß, Querschnitt und Seitenansicht. Im wesentlichen handelt es sich um einen oberirdisch angelegten Stollen *A*, welcher an der einen Seite offen, an

---

1 Die Explosionsflamme, in einem Glasgefäß erzeugt, zeigt die hellen Spektrallinien des Natriums und Kalziums, in einem Eisengefäß, diejenigen des Eisens. G. D. Liveing u. J. Dewar (Proc. Roy. Soc. **36**, 471, 1884), sowie H. Dixon (Phil. Trans. **200**, 315, 1903) haben wahrscheinlich gemacht, daß die Leuchtkraft der Knallgasflamme in der Hauptsache auf abgerissene und verflüchtigte Teile der Gefäßwandung zurückzuführen ist. — 2 F. Heise, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904, 87. — 3 H. Winkhaus, Glückauf 1895 u. 1896. Vergl. auch H. Beyling, Glückauf 1903, 435; W. Eschweiler, Prüfung von Sprengstoffen auf Schlagwettersicherheit, Bericht des V. Internationalen Chemikerkongresses f. angew. Chem. 1903, II, 303. — 4 O. Guttmann, Ber. V. Internationalen Kongresses f. angew. Chem. 1903, II, 319. — 5 P. Duhem, Thermodynamique et Chimie 1902, 474.

der anderen Seite von einem starken Mauerklotz *K* abgeschlossen wird. Zwei Stahlmörser *m* und *m'* von etwa 50 cm äußerem Durchmesser mit einem Bohrloch von 55 mm Weite und 46 cm Tiefe sind in dieses Mauerwerk in schräger Stellung eingelassen. Die Rührflügel *l* und der Ventilator am Rohre *f* gestatten, in dem Stollen ein Luftgemenge von gewünschter Beschaffenheit herzustellen. Der Stollen ist mit Beobachtungsluken *g* versehen. Das im vorstehenden kurz geschilderte Prüfungsverfahren hat sich insofern bewährt, als bisher noch keine Fälle bekannt geworden sind, in denen erwiesenermaßen Sprengstoffe, die bei den Versuchen der letzten Jahre eine hohe zahlenmäßige Sicherheit gezeigt haben, bei der Schießarbeit in der Grube zu Schlagwetter- oder Kohlenstaubexplosionen, Veranlassung gegeben hätten.[1]

Fig. 34. Schlagwetterstrecke (Längenriß).

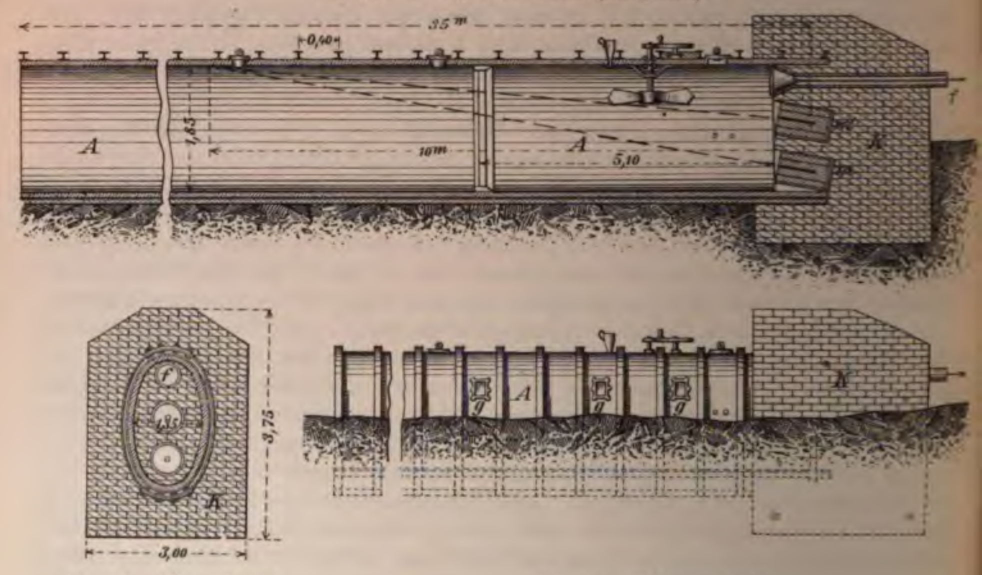


Fig. 35. (Querschnitt.) Fig. 36. (Seitenansicht.)

162. Nach C. E. Bichel[2] spielt die Länge der Explosionsflamme eine wichtige Rolle auch hinsichtlich der Detonationsübertragung zwischen zwei räumlich getrennten Sprengstoffen. Es wird dies aus folgenden Versuchsdaten geschlossen. Für frei auf der Erdoberfläche aufliegenden 65-prozentigen Gelatinedynamit wurden als äußerste Zündungsentfernungen ermittelt.

Tab. 45. Zündungsentfernungen für Gelatinedynamit.

Bei 1 kg Sprengstoff	0,90 m
„ 5 „ „	1,45 „
„ 10 „ „	1,80 „
„ 25 „ „	2,25 „
„ 50 „ „	2,50 „
„ 100 „ „	2,75 „
„ 200 „ „	5,25 „

Befand sich der Gelatinedynamit dagegen in die Erde gebettet, dann sank das Vermögen der Explosionsübertragung, während im allgemeinen eine Erhöhung dieser Fähigkeit zu erwarten gewesen wäre, sofern die Fortpflanzung von Erschütterungswellen (Ziffer 152) durch den gut leitenden Erdboden in erster Linie

1 Vergl. H. Beyling, Glückauf 1907, 1142. — 2 C. E. Bichel, Glückauf 1904, 1040

ı Betracht käme. Indessen wird man nicht in jedem Falle Influenzwirkungen ei Explosionen auf die Wirkung einer Stichflamme zurückführen können; schon ie Tatsache der Explosionsübertragung durch eine beträchtliche Wasserschicht, obei für die Betätigung der Explosionsflamme infolge der raschen Abkühlung ur geringer Spielraum[1] bleibt, steht dieser Annahme im Wege und ist ohne die lithilfe einer dynamischen Gleichgewichtsstörung nicht verständlich.

163. Dagegen scheint bei den sogenannten Doppelexplosionen in Kohlenergwerken, gekennzeichnet durch eine Übertragung der Explosion zwischen räumch getrennten Ansammlungen von Grubengas oder Kohlenstaub, die Länge er Stichflamme der ersten Explosion eine maßgebende Rolle zu spielen.[2] In ıanchen Fällen, wo die Ausdehnung der Explosion eine sehr bedeutende war, ·ie bei der Explosion in den Kohlengruben von Courrières am 10. März 1906, önnte aufgewirbelter Kohlenstaub die Vermittelung der Zündung übernommen aben, sofern nicht etwa auch hier eine Fortleitung des Explosionsstoßes durch as anstehende Gestein hindurch mitgewirkt hat.

Die genannte furchtbare Explosion, welche 1100 Menschenleben als Opfer ›rderte und überhaupt die schrecklichste Katastrophe ist, welche die Geschichte es Bergbaues kennt, erfolgte 7 Uhr morgens in den der Gesellschaft von ;ourrières gehörigen Gruben.[3]

Das Grubenfeld ist ein Teil des ungefähr 55 km langen Kohlenfeldes im 'as de Calais und bedekt eine Fläche von über 5000 ha. Die Gesellschaft hat 4 Schächte im Betrieb, welche alle bis auf einen, noch im Abteufen begriffenen, nter Tage miteinander in Verbindung stehen. Über fünf dieser Schächte ertreckte sich die Explosion.

Am 6. oder 7. März 1906 war in einer Wetterabführungsstrecke in der ıähe des Schachtes 3 ein Grubenbrand entdeckt und bis zum Morgen des o. März durch Dämme abgeschlossen worden. Eine Gefahr scheint man von iesem Brande um so weniger befürchtet zu haben, als die Gruben des Pas de ;alais im allgemeinen schlagwetterfrei sind.

Am 10. März früh war wie gewöhnlich die Morgenschicht in Stärke von 400 Mann in 4 Schächten angefahren, und um 7 Uhr wurden die Arbeiter von iner gewaltigen Explosion überrascht. Über Tage machte sich das Unglück lurch das Aufsteigen von Rauch- und Staubwolken aus den Schächten, ver›unden mit lautem Getöse, bemerkbar.

Die sofort eingeleiteten Rettungsarbeiten, an denen sich später der zu Hilfe eeilte, mit guten Sauerstoffapparaten ausgestattete Rettungstrupp westfälischer ›ergleute beteiligte, gestalteten sich infolge der Zerstörungen und des Gruben›randes sehr schwierig. Zweimal mußte die Wetterführung neu geregelt werden, ım einerseits etwa noch lebende Bergleute nicht von der Luftzufuhr abzuschneiden, ındererseits dem ausgebrochenen Grubenbrand keine neue Luft zuzuführen.

Von den unmittelbar von der Explosion betroffenen Bergleuten entkamen nsgesamt 300, während 1100 bei der Explosion ums Leben kamen. Außerlem wurden noch 97 Pferde getötet.

Was die Entstehungsursache anlangt, so scheint festgestellt zu sein, daß lie Explosion nicht auf die Entzündung schlagender Wetter zurückzuführen ist.)ie Grube war so schlagwetterfrei, daß man an vielen Stellen mit offenem Lichte ırbeitete. Bei allen Nachforschungen, selbst in Grubenräumen, in welchen die Vetterführung nach der Explosion noch nicht wiederhergestellt war, konnte keine ›pur von Schlagwettern festgestellt werden. Dagegen scheint die Annahme be;ründet, daß die furchtbare Explosion durch Entzündung trockenen Kohlenstaubes ·erursacht worden ist, und zwar nicht etwa, wie vor näherer Untersuchung vor-

---

1 A. SIERSCH, a. a. O. — 2 A. HASSLACHER, Hauptbericht der Preuß. Schlagwetterkommission 887, 125. — 3 Glückauf 1907, Nr. 12, 13.

herrschend angenommen wurde, durch den seit einigen Tagen bestehenden Grubenbrand, sondern höchstwahrscheinlich durch einen ausblasenden Sprengschuß. Zur Auffindung der Ursache und des Herdes der Explosion stellte man, wie üblich, die Richtung der Explosionen nach den Kraftwirkungen fest. Dabei stieß man in dem nordwestlichen Teile der Gruben auf einen Lochpfeifer, der wahrscheinlich der Ursprungsort der Explosion gewesen ist; denn die vor demselben gefundenen, schwer verbrannten Leichen, sowie verkokter Kohlenstaub zeugten für das Auftreten einer starken lokalen Flammenwirkung. Welche Sprengladung hier verwendet worden war, konnte nicht mehr ermittelt werden; nach Aussage von Sachverständigen dürfte es sich um 400—500 g Sprengstoff Favier I, bebestehend aus 88 Ammonnitrat und 12 Binitronaphtalin, gehandelt haben. Bei dieser Ladung konnte das Bohrloch nur schwach verdämmt sein, so daß ein Ausblasen wohl möglich und eine Zündung von Kohlenstaub infolgedessen wahrscheinlich ist.

Als besonders verhängnisvoll bei dieser Katastrophe wird der Umstand bezeichnet, daß die zahlreichen Gruben unter sich in Verbindung standen. Der Hauptzweck dieser Einrichtung war offenbar die Vereinfachung der Bewetterung sowie der Förderung. Im vorliegenden Falle aber erleichterte diese Einrichtung das Fortpflanzen der Explosionsflamme von einer Grube in die andere, wodurch die bisher nicht erlebte Ausdehnung der Kohlenstaubexplosion begünstigt wurde.

164. Die Schußgase rauchschwacher Pulver pflegen reich an Kohlenoxyd, Wasserstoff und Methan zu sein. Vermischen sich diese Produkte, während sie noch im Rohre verweilen, mit Luft, dann können sie entzündliche Gemenge bilden, die unter ungünstigen Umständen zu einer gefährlichen Nachexplosion Anlaß geben.

Einem derartigen »Nachflammer« wird der Unfall zugeschrieben, welcher sich am 13. April 1904 auf dem amerikanischen Kriegsschiffe »Missouri« zutrug und 32 Mann der Besatzung das Leben kostete.[1] Während das genannte Schiff in der Nähe der Küste von Florida Wettschießübungen veranstaltete, vernahm man plötzlich aus dem Aufgaberaum des hinteren 30,5-cm-Turmes sowie aus dem zunächst gelegenen Magazin und Geschoßraum einen dumpfen Knall, der von hervorschießenden Flammen und brennenden Teilen begleitet war, worauf fast unmittelbar eine Flamme von großer Höhe und Heftigkeit emporloderte. Das Schiff stand in Gefahr, durch die Explosion vernichtet zu werden; denn der von Flammen erfüllte Aufgaberaum stand durch eine offene Luke in Verbindung mit einem Nachbarraum, welcher loses Pulver in Säcken im Gewichte von 455 kg barg, und das heftige Feuer berührte schon eine Reihe dünner Kupferbehälter im Steuerbordmagazin, die ungefähr 1000 kg rauchloses Pulver enthielten. Da sämtliche beim Eintritt des Unfalls im 30,5-cm-Turm anwesenden Offiziere und Mannschaften durch die Katastrophe umkamen, konnte die Ursache der Explosion nicht sicher festgestellt werden. Man hat als wahrscheinlich bezeichnet, daß noch unverbrannte Gase im Geschützrohre vorhanden waren, die sich mit hinzutretender Luft mischten und an glimmenden Rückständen des Kartuschbeutels von dem vorhergehenden Schusse entzündeten. Schon früher waren beim Abfeuern schwerer Schiffsgeschütze, wenn der Verschluß rasch geöffnet wurde, nach hinten herausschlagende Flammen und heiße Gase beobachtet worden, welche Haare und Kleidungsstücke der Bedienungsmannschaften versengten. Dies zeigte sich besonders dann, wenn bei starker Brise gegen den Wind gefeuert wurde.

165. Beim Schuß aus Feuerwaffen, zumal größeren Kalibers, werden ferner nicht selten »Mündungsfeuer« beobachtet. Sie beruhen, ebenso wie die Nachflammer, auf einer nachträglichen Entflammung der in den Explosionsgasen vertretenen brennbaren Bestandteile, wenn diese bei hinreichend hoher Temperatur

---

[1] Army and Navy Register vom 4. Juni 1904. Marine-Rundschau **15**, 737, 1904.

elegenheit finden, sich mit der Außenluft in geeigneten Verhältnissen zu mischen.[1] ulver mit hoher Explosionswärme scheint in besonders hohem Grade zur Bildung on Mündungsfeuer zu neigen; doch können schon kleine Abweichungen in den igenschaften eines Pulvertyps, welche eine Folge geringer Unterschiede in der abrikation sind und sich in dem fertigen Pulver nicht mit Sicherheit feststellen ıssen, auch von Einfluß auf die Erscheinung des Mündungsfeuers sein. Nach V. HEYDENREICH[2] lassen sich Mündungsfeuer durch geeignete Konstruktion des 'ulvers und passende Wahl der Ladung vermindern oder ganz unterdrücken; auch esondere Zusätze[3] zum Pulver, z. B. Natriumbikarbonat, Dicyandiamid $C_2H_4N_4$, eife, hat man für diesen Zweck in Vorschlag gebracht.

In ähnlicher Art unterdrückt M. DAUTRICHE[4] das Auftreten des Mündungsfeuers. Gestützt auf die Beobachtung, daß eine Staubwolke aus irgend inem Kali- oder Natronsalz die Verbrennung von entzündlichen Gas- oder Staubıischungen erschwert, legt er vor die Pulverkartusche eine Beiladung derartiger alze und beseitigt hierdurch die Mündungsflamme beim Schießen mit rauchɔsem Pulver angeblich vollkommen (vergl. Ziffer 51).

Zweiter Teil.

Eigenschaften der Explosivstoffe im besonderen.

I. Zustandsänderungen der Explosivstoffe.

166. Aus den voraufgegangenen Darlegungen geht hervor, daß es sich bei xplosionen um im wesentlichen einheitliche Vorgänge handelt, deren mannigıltige Erscheinungsformen auf die Bedingungen ihres Entstehens und den unleichen Charakter der verschiedenen in Betracht kommenden explosiblen Systeme urückzuführen sind. Nur insoweit als es gelang, zwischen diesen letzteren und em Explosionsverlaufe die Existenz gesetzmäßiger Beziehungen nachzuweisen, 'urde auch die chemisch-physikalische Beschaffenheit der Explosivstoffe selbst in en Kreis der Betrachtungen gezogen. Es finden sich aber außerdem spezifische igenschaften an den technisch wichtigen Explosivstoffen, welche auf die explosive Jmwandlung zweiffellos auch von Einfluß sind und unter Umständen entscheidende edeutung gewinnen, namentlich dort, wo es darauf ankommt, aus einer geebenen Sprengstoffmenge einen bestimmten Effekt zu erzielen. Ein Mindestmaß on Konstanz der Eigenschaften ist in der Tat ein technisch wichtiges Erforderis der Explosivstoffe.

Die hier in Rede stehenden Zustände oder Zustandsänderungen explosibler ysteme lassen sich nicht selten nur schwierig mit Sicherheit feststellen, zum Teil 'egen ihres geringen Betrages oder Inhomogenität der Sprengstoffmasse, zum Teil 'egen Unzulänglichkeit der Untersuchungsmethoden.

167. Die kubische Dichte der gebräuchlichen Explosivstoffe ist ein ɔlcher Faktor von schwankender, unbestimmbarer Größe, aber dessenungeachtet oher praktischer Bedeutung. Heterogene Sprengstoffe nach dem Typus des chwarzpulvers, die aus mehreren, für sich nicht explosiblen, leicht trennbaren

1 E. BERGMANN, Zeitschr. f. Elektrochemie **12**, 568, 1906. — 2 W. HEYDENREICH, Kriegschnische Zeitschr. **4**, 305, 1901. H. BERLIN, Handbuch der Waffenlehre 1904, 8. — 3 D. R.-P. r. 195486. A. FRANK, Chemikerzeitung 1907, 939. — 4 M. DAUTRICHE, Chemikerzeitung 908, 335. Vergl. auch das französische Patent Nr. 385769 von L. VILLA. Annual Report H. M. Insp. Expl. 1907, 91.

Komponenten gemischt sind, bedürfen eines gewissen, ausgeprobten Grades von Verdichtung, nicht nur um ihren Zusammenhalt sicher zu stellen gegenüber den beim Transporte unvermeidlichen Erschütterungen, welche zu teilweiser Entmischung der Bestandteile führen könnten, sondern auch um der ballistischen und sprengtechnischen Verwertung willen. Ebenso sprechen sich bei gelatinierten Treibmitteln (Schießwollpulver) und Sprengmitteln (Sprenggelatine) Dichteverschiedenheiten oder Dichteänderungen — etwa infolge Verflüchtigung von Gelatinierungsflüssigkeit oder Entweichen von Luft aus den Poren — in einer wechselnden Verbrennungsgeschwindigkeit beziehungsweise Detonationsgeschwindigkeit und dementsprechend unbestimmter Leistung aus. Bei wenig sensiblen Mischungen, vom Typus der Ammonnitratsprengstoffe z. B., hat man mit dem Umstande zu rechnen, daß für diese, die in pulverförmigem Zustande während der Fabrikation komprimiert werden, eine Grenze der Verdichtung besteht, unterhalb deren eine sichere Auslösung und Fortpflanzung der Explosion mit den vorhandenen Hilfsmitteln noch ausführbar ist, während darüber hinaus die Detonationsfähigkeit, wenigstens unter den Bedingungen des Gebrauches, aufhört. (Ziffer 73).

168. Von praktischer Bedeutung ist ferner die Fähigkeit mancher Explosivstoffe, aus der Luft Feuchtigkeit anzuziehen; ist es doch gerade diese Eigenschaft, welche das Anwendungsgebiet einiger als Komponenten von Sprengstoffmischungen wertvollen Substanzen, wie Natriumnitrat und Ammoniumnitrat, in unliebsamer Weise einschränkt. Für ballistische Zwecke sind die genannten Substanzen wegen dieser Neigung immer wieder verworfen worden. So hat das Amidpulver, bestehend aus 38 % Ammoniumnitrat neben 40 % Kaliumnitrat und 22 % Kohle, ein Treibmittel von ausgezeichneter Leistungsfähigkeit, das Feld wieder räumen müssen, weil man nicht völlig luftdichte Munition herzustellen vermochte.[1] Für Sprengzwecke ist zwar eine geringe Schwankung in der Konstanz des Wirkungswertes zulässig, sofern die gute Detonationsfähigkeit erhalten bleibt; doch auch diese kann schon durch geringe Mengen Feuchtigkeit in Frage gestellt werden. Patronen, aus 95,5 % Ammoniumnitrat und 4,5 % Trinitronaphtalin bestehend (grisounite couche Favier), welche in trockenem Zustande, mit 0,5 g Knallquecksilber initiiert, tadellos den Explosionsstoß übertragen und völlig explodieren, tun dies nicht mehr, nachdem sie 3—4 % Feuchtigkeit aufgenommen haben, selbst dann nicht, wenn mit einer 2 g Sprengkapsel abgeschossen wird.[2] Feucht gewordene Sprengkapseln verlieren ihr Initiierungsvermögen (Ziffer 89).

169. Für manche Sprengstoffmischungen ist Plastizität, auch bei andauernder Kälte erwünscht. Das Nitroglyzerin gefriert indessen leicht bei kühler Witterung und taut nur langsam bei höherer Temperatur wieder auf. Diese Eigenschaft findet sich bei fast allen Nitroglyzerinsprengstoffen (Guhrdynamiten, Gelatinedynamiten usw.) in verschieden hohem Grade wieder und verursacht Unbequemlichkeiten und selbst Gefahren, indem gefrorene Nitroglyzerinsprengstoffe im Bohrloch nur schwierig zur Detonation kommen und daher als Versager oder Ausbläser nach dem Schusse gefährlich werden können.

Nitroglyzerin hat auch den Nachteil, an feuchter Luft schon bei mäßig hoher Temperatur flüchtig zu sein und verdampft daher aus Treib- oder Sprengmitteln, wenn diese anhaltend schwankenden Temperatur- und zugleich Feuchtigkeitsverhältnissen ausgesetzt werden. Ein Ballistit-Gewehrpulver in Würfeln von 1 mm Kantenlänge, welches in den Temperaturgrenzen 20—40 °C und bei Luftfeuchtigkeiten zwischen 30 und 100 % an offener Luft gelagert worden war, hatte nach Verlauf eines halben Jahres nahe an 12 % Nitroglyzerin durch Verflüchtigung verloren.[3] Eine solche Verminderung des wirksamsten Bestand-

---

[1] A. Noble, Artillery and Explosives, 1906, 424. — [2] Mém. Poudr. Salp. XII, 7, 1903/04. — [3] B. Wehrhahn, Chemikerztg. 1896, 705. R. Wille, Plastomenit 1898, 79.

teils im Pulver kann naturgemäß eine namhafte Verschiebung des Verhältnisses zwischen dem Gewicht der erforderlichen Ladung und der Größe der ballistischen Leistung zur Folge haben.

170. Die Fähigkeit der Nitrozellulose, statische Elektrizität auf sich anzusammeln, wird nicht nur als lästig empfunden, sondern hat wiederholt zu Unfällen Veranlassung gegeben infolge unvorhergesehener Entladung unter Funkenbildung.

So ist ein merkwürdiges Vorkommnis in der Pulverfabrik der Nobels Explosives Company in Ardeer am 14. Dezember 1901 auf die elektrische Eigenschaft des geriebenen gelatinierten Pulvers zurückzuführen.[1] Ein Arbeiter war damit beschäftigt, Corditschnüre aufzuwickeln und ließ dabei die Strähne durch seine Hand laufen. Der Fußboden des Raumes war mit Blei belegt; der Arbeiter trug Schuhe mit Gummisohlen. Als letzterer nach einiger Zeit den Finger in eine Schale mit Aceton eintauchen wollte, um gerissene Corditschnüre wieder miteinander zu verkleben, sprang plötzlich ein Funke aus den Fingern auf das Aceton über und entzündete dieses. Offenbar war der Arbeiter durch den beim Reiben elektrisch gewordenen Cordit selbst mit statischer Elektrizität geladen. In der Tat konnte der Vorgang mit Erfolg wiederholt werden, solange der Arbeiter isoliert stand, nicht aber, nachdem man einen Kupfernagel in die Gummisohle gesteckt hatte, wodurch die Isolation aufgehoben und eine Ableitung nach dem Bleifußboden hin hergestellt wurde.

171. Wenn man die Explosivstoffe ganz allgemein zu den in langsamer Umwandlung begriffenen instabilen Substanzen zählt (Ziffer 3), dann gewinnt die Frage nach dem Grade ihrer chemischen Beständigkeit erhöhte Bedeutung. Es steht heute fest, daß die im größeren Umfange erprobten Explosivstoffe der Gegenwart eine für alle praktischen Zwecke hinreichende chemische Beständigkeit besitzen. Diese fällt in der Regel zusammen mit dem höchsten Grade chemischer Reinheit. Es liegt daher, soweit man es mit gut kristallisierenden chemischen Individuen zu tun hat, wie im Falle der anorganischen Nitrate, Nitroverbindungen, Chlorate, keine Schwierigkeit vor, sich von deren chemischer Haltbarkeit zu vergewissern; auch Nitroglyzerin, obwohl dessen Kristallisationsfähigkeit bisher wenig Anwendung in der Fabrikation gefunden hat, läßt sich leicht reinigen, auf seinen Reinheitsgrad prüfen und stabil erhalten. Bekannt sind hingegen die Zweifel, welche man der Nitrozellulose in dieser Richtung lange Zeit entgegengebracht hat, und es ist bei näherer Kenntnis ihrer Eigenschaften begreiflich, warum unter allen technisch gefertigten Explosivstoffen auch heute noch keiner solche Schwierigkeiten einer zuverlässigen Feststellung seiner chemischen Stabilität bereitet, wie gerade dieser Salpetersäureester, dem ein kompliziert gebautes, organisiertes Gebilde, die Pflanzenfaser, zugrunde liegt.

II. Zündmittel.[2]

172. Die älteste Zündungsart für Sprengstoffe dürfte der Halmzünder oder die Stoppine sein, ein mit feinkörnigem Schwarzpulver gefülltes Röhrchen aus Stroh oder Messing. An den Halm wurde ein kurzer Schwefelfaden (»Schwefel-

[1] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1901, 210. — [2] Literatur: K. ZICKLER, Die elektrische Minenzündung, 1888. P. CHALON, Tirage des mines, 1888. A. v. RENESSE, Die elektrische Minenzündung, 1891. C. HAEUSSERMANN, Sprengstoffe u. Zündwaren, 1894. W. MAURICE, Electric blasting, 1899. W. DENKER, Elektrische Zündung in Steinbrüchen, 1903. H. RASCH, Zündungen durch verdichteten Sauerstoff, 1904. F. HEISE, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse 1904. R. KNOLL, Das Knallquecksilber, 1908. H. HOEFER, Beiträge zur Spreng- oder Minentheorie, 1880. A. HASSLACHER, Hauptbericht der Preußischen Schlagwetterkommission 1887. Mémorial des Poudres et Salpêtres, Paris. Mitteilungen über Gegenstände des Artillerie- und Geniewesens, Wien. Zeitschrift für das gesamte Schieß- u. Sprengstoffwesen, München. v. SCHWARTZ, Handbuch zur Erkennung, Beurteilung und Verhütung der Feuer- und Explosionsgefahr, 1907.

männchen«) geklebt und zunächst dieser entzündet; solange derselbe noch am Brennen war, verblieb dem Sprengarbeiter die zur Flucht nötige Zeit. Die Halmzündung ist auf den Gebrauch von Schwarzpulver als Sprengmittel beschränkt geblieben.

173. Von größerer Anwendbarkeit, auch für nasse Bohrlöcher, erwies sich die von BICKFORD im Jahre 1831 erfundene Zündschnur. Sie besteht aus einer Hanfschnur mit eingelegter Seele von langsam brennendem Kornpulver und ist geteert oder mit Guttapercha überzogen. In dem Maße, als Sprengmittel, zu deren sicherer Initiierung die Explosion einer Knallquecksilbersprengkapsel innerhalb der Sprengladung erforderlich ist, in Aufnahme kamen, gewann die Zündschnur an Bedeutung. Von einer guten Zündschnur sollen 50—100 cm in der Minute abbrennen. Zur rascheren Übertragung der Zündung von einer Zündstelle auf mehrere Sprengladungen dient die Schnellzündschnur, aus drei Fäden gewöhnlicher Pulverzündschnur in einer mehrfachen Hülle bestehend, deren Brenngeschwindigkeit 150 m in der Sekunde erreicht. An Stelle der Schwarzpulverfüllung hat man für Zündschnüre auch Nitrozellulose,[1] Dynamit,[2] ja sogar Knallquecksilber[3] in Anwendung gebracht und auf diese Weise Abbrenngeschwindigkeiten bis zu 7000 m in der Sekunde erzielt.

Für gewisse Zwecke versuchte man, die Zündschnur in Brand zu setzen, ohne dafür offenes Feuer benutzen zu müssen. In diesem Bestreben verband C. ROTH[4] das Ende der Zündschnur mit einer kleinen Blechhülse, in der ein mit chlorsaurem Kali und Zucker getränkter Wattebausch, sowie ein Glaskügelchen mit konzentrierter Schwefelsäure untergebracht sind. Sobald das Gläschen zerdrückt wird und die Schwefelsäure mit der Chloratmischung in Berührung kommt, entzündet sich die Watte und sogleich auch die mit Schwarzpulver gefüllte Zündschnur.

Eine ähnliche Verwendung haben die Zündblättchen (Amorces) gefunden, um Benzin-Grubenlampen anzuzünden, wobei zunächst ein Benzin-Luftgemenge zur Entflammung gebracht wird.

174. Die mit Sprengkapseln ausgerüsteten Patronen werden nach Möglichkeit auf elektrischem Wege gezündet, und es ist diese Zündungsart zufolge ihrer Vorzüge ein unentbehrliches Hilfsmittel, namentlich für den Kohlenbergbau, geworden. Die elektrische Zündung bietet die größte Gewähr dafür, daß der Sprengschuß zu einem genau bestimmbaren Zeitpunkte, wenn die Mannschaft in Sicherheit ist, fällt. Ein anderer wichtiger Vorzug ist ihre verhältnismäßig große Sicherheit gegen Schlagwettergefahr. Ferner ist die elektrische Zündung, — wenn man absieht von den mit Knallquecksilber oder ähnlich wirkenden Substanzen gefüllten detonierenden Zündschnüren, von denen verhältnismäßig selten Gebrauch gemacht wird — die einzige Zündungsart, die es ermöglicht, eine größere Anzahl von Schüssen gleichzeitig abzutun. Manche Sprengleistungen, wie die Abtrennung größerer Blöcke und das augenblickliche Niederlegen ganzer Gesteinswände, kann man nur durch gleichzeitiges Abtun aller Schüsse erreichen. Als Mangel dieser Zündungsart ist ihre Umständlichkeit anzusehen; es muß eine elektrische Stromquelle vorhanden sein, Leitungen müssen gelegt und besonders hergerichtete Zünder gebraucht werden. Aus Fig. 37—38 ist die innere Einrichtung wie auch das Äußere eines elektrischen Minenzünders zu ersehen. Die Zündung wird bei diesem »Brückenglühzünder« dadurch bewirkt, daß ein zwischen den Polen der Zündleitung eingeschalteter feiner Platindraht infolge des Stromdurchganges zum Erglühen gelangt und den ihn umgebenden Zündsatz des Zünders entzündet. Der Zündstrahl bringt die Sprengkapsel zur Detonation.

[1] Mém. Poudr. Salp. II, 36, 100, 1884—89. — [2] A. NOBEL, D. R.-P. Nr. 45712 vom Jahre 1888. — [3] PH. HESS, Mitt. Gegenst. Art. Geniewes. **38**, 115, 1907. W. WACHTEL, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 71, 1907. — [4] C. ROTH, D. R.-P. Nr. 43117 vom Jahre 1887.

Knallquecksilber.

175. Der Hauptbestandteil in Sprengkapseln und Zündhütchen ist Knallquecksilber, dessen Bedeutung als Explosivstoff fast ganz auf dem Gebiete der Zündmittel liegt. Das Knallquecksilber $Hg(CNO)_2$ wurde im Jahre 1799 von Howard zuerst dargestellt. Seine Fähigkeit, Schießpulver leicht zu entzünden, veranlaßte frühzeitig, etwa seit dem Jahre 1815, seine Verwendung zur Füllung von Zündhütchen. Durch Liebigs Arbeit über die Knallsäure 1822 erkannte man die in Frage kommende sprengkräftige Substanz als das Quecksilbersalz einer chemischen Verbindung,[1] welche auch mit Silber („Knallsilber"), Natrium usw. salzartige Verbindungen („Fulminate") eingeht, die alle durch große Empfindlichkeit gegen Stoß, Reibung und Erwärmung ausgezeichnet sind.

Die technische Herstellung des Knallquecksilbers erfolgt in der Weise, daß in einem Glasballon 1 Teil Quecksilber in 13 Teilen Salpetersäure von 1,36 spez. Gew. aufgelöst und diese Lösung in einen anderen Glasballon gegeben wird, welcher 8 Teile Alkohol enthält. Nach einiger Zeit beginnt die Umwandlung, welche sich anfangs nur durch eine schwache Gasentwicklung bemerkbar macht. Bald darauf gerät die Flüssigkeit ins Sieden, und unter starkem Schäumen ent-



Fig. 37. Minenzünder (innere Ansicht).

Fig. 38. (Äußere Ansicht).

weichen zuerst farblose, flüchtige Nebenprodukte wie Kohlensäure, Äthylnitrit, sodann rote Dämpfe von Stickstoffoxyden. Die Reaktion dauert eine Viertelstunde, nach welcher Zeit sich das Knallquecksilber in kleinen, weiß bis grau gefärbten Nadeln abscheidet. Der Inhalt des Glasballons wird nunmehr auf ein Filter gebracht und mit Wasser gewaschen, bis Lackmus keine Rötung mehr zeigt. Den nassen Knallsatz befreit man hierauf von dem größten Teile seiner Feuchtigkeit entweder an freier Luft oder in einem mäßig erwärmten, zuweilen auch evakuierten Raume. Die Ausbeute an Knallquecksilber beträgt 130 Teile auf 100 Teile Quecksilber.

Das Knallquecksilber besitzt einen süßlichen, metallischen Geschmack und ist, wie fast alle Quecksilbersalze, sehr giftig. Von heißem Wasser, konzentrierter Salpetersäure, Cyankalium wird es gelöst und kann daraus durch Wiederausfällung im gereinigten Zustande wiedergewonnen werden. Kochendes Wasser zerlegt Knallquecksilber völlig; ebenso wirken heiße Säuren und Laugen. Besonders auffallend ist die hohe spezifische Dichte (4,43) der in Rede stehenden Substanz, die höchste unter sämtlichen Explosivstoffen vorkommende, ein Umstand, der für die eigenartige Wirksamkeit des Knallquecksilbers als Initialsprengstoff vielfach als von ausschlaggebender Bedeutung bezeichnet worden ist. Für diesen Zweck kommt auch seine leichte Detonationsfähigkeit schon infolge mäßigen Erhitzens, Stoßes oder geringer Reibung wesentlich in Betracht. Aber eben dieser

[1] R. Scholl, Entwicklungsgeschichtlicher und kritisch experimenteller Vergleich der Theorieen über die Natur der sogenannten Knallsäure und ihrer Derivate, 1893. L. Wöhler und K. Theodorovits, Ber. Chem. Ges. **38**, 1345, 1351; 1905.

Eigenschaften wegen ist Knallquecksilber weder zum Sprengen noch für ballistische Leistungen geeignet, zumal auch der Energieinhalt und das entwickelte Gasvolum weit hinter denen anderer Explosivstoffe zurückbleiben. In der Technik der Explosivstoffe spielt es in der Tat lediglich als Zündmittel eine Rolle und zwar hauptsächlich bei der Herstellung der Zündhütchen sowie als Hauptbestandteil der Sprengkapseln.

176. Der für Zündhütchen verwendete Knallsatz wechselt in seiner Zusammensetzung je nach der Art und Größe der Pulverladung. In der Regel sind es Gemische aus Knallquecksilber, chlorsaurem Kali und Schwefelantimon, denen man, um sie empfindlicher zu machen, Glaspulver zusetzt.

Die Sprengkapseln sind zylindrische, an dem einen Ende geschlossene Kupferhülsen, deren lichte Weite, von 5—8 mm wechselnd, dem üblichen Durchmesser der Zündschnüre entspricht. Die Füllung der Sprengkapseln besteht gewöhnlich aus einer Mischung von Knallquecksilber und chlorsaurem Kali, welche unter einem Drucke von etwa 250 kg pro qcm auf eine Dichte von 2,8 komprimiert wird. Je nach der Sensibilität des zu zündenden Sprengstoffes werden die Kapseln in zehn verschiedenen Größen mit entsprechender Füllung gebraucht und mit den Nummern 1 bis 10 bezeichnet. Füllung und Größenbezeichnung ergeben sich aus folgender Aufstellung:

Tab. 46. Sprengkapselbezeichnungen

Bezeichnung Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Füllung in g	0,3	0,4	0,54	0,65	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0

Die Sprengkapseln siud zur Einleitung einer ordnungsmäßigen Explosion bei fast allen Sprengstoffen notwendig. Für Gelatinedynamite genügen meist Kapseln Nr. 3; für Sprenggelatine und Karbonite braucht man Kapseln Nr. 5 bis 6; für Ammonsalpetersprengstoffe sind Nr. 8 bis 10 erforderlich. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Kapseln von gleichmäßiger Beschaffenheit sind, normales Initiierungsvermögen besitzen und auch richtig in die Patrone eingeführt werden. Ist dies nicht der Fall, so kann die Explosion der Sprengladung eine ungenügende werden oder ganz ausbleiben.

In neuerer Zeit ersetzt man den größten Teil des Knallquecksilbers in Sprengkapseln durch Pikrinsäure, Trinitrotoluol oder Tetranitromethylanilin und gewinnt so erheblich stärkere Zündwirkungen. Es gelingt auf diese Art, schon mit 0,5 g Knallquecksilber Initialwirkungen zu erzielen, für die ehemals Sprengkapseln mit 3,0 g Knallquecksilber erforderlich waren. Zur Initiierung feuchter, gepreßter Schießwolle, wie solche für Minen und Torpedoladungen Verwendung findet, reicht indessen auch der so verstärkte Zündimpuls nicht aus. Man hilft sich entweder durch Zwischenschaltung von etwas trockener Schießwolle gemäß dem Vorschlage E. O. Browns, oder vermittelt die Zündung von der Sprengkapsel auf die nasse Schießwolle auf Grund der Erkenntnis, daß pulverförmige Trinitrokörper der aromatischen Reihe, wie die oben genannten, die Detonation zuverlässig übertragen.[1]

177. Knallquecksilber behält seine Detonationsfähigkeit beim starken Abkühlen, selbst bis auf die Temperatur der flüssigen Luft bei; auch hat man es bei starken Drucken komprimiert, ohne bei geeigneter Auslösung seiner Explosion, etwa durch elektrischen Funken oder glühenden Draht, die obere Grenze der Dichte und Detonationsfähigkeit zu erreichen. Um zu erfahren, in welchem Grade die Ergebnisse der Trauzlschen Bleiblockprobe (Ziffer 89) durch die Kompressionsdichte des Knallquecksilbers der benötigten Sprengkapsel beeinflußt werden, bestimmten L. Wöhler und O. Matter[2] die Ausbauchung, welche 2 g

[1] D. R. P. A. Nr. 25477 vom Jahre 1907. — [2] L. Wöhler und O. Matter, Zeitschr. f. das gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. 2, 245, 1907.

Knallquecksilber erzeugt, das in eine Kupferhülse Nr. 8 eingeführt und mit Ladedrucken von 100—2000 kg pro qcm, also mit 30,1—602 kg pro Hülse von 0,301 qcm Querschnitt komprimiert war. Das Diagramm der Ausbauchung im Bleiblock in Abhängigkeit vom Ladedruck (Fig. 39) zeigt für Knallquecksilber eine geringe Verminderung mit zunehmender Dichte bis zu einem Ladedruck von etwa 800 kg/qcm; darüber hinaus bis zu 2000 kg/qcm Ladedruck, entsprechend einem Anwachsen der Dichte von 2,98 auf 3,35, war ein Einfluß des Kompressionsdruckes auf die Größe der Ausbauchung im Bleiblock nicht erkennbar.

178. So lange als Knallquecksilber der einzige bekannte Initialsprengstoff von allgemeiner Anwendbarkeit[1] blieb, hielt man diese Ausnahmestellung für

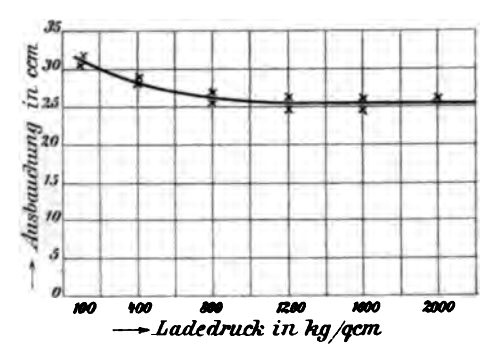


Fig. 39. Diagramm der Ausbauchung im Bleiblock in Abhängigkeit vom Ladedruck (für Knallquecksilber).

verknüpft einerseits mit seiner hohen spezifischen Dichte, welche große Ladedichte und demgemäß hohen Maximaldruck gestattet, andererseits mit der verhältnismäßig großen Detonationsgeschwindigkeit.[2] Neuere Versuche, namentlich von L. Wöhler und O. Matter, haben diese Ansicht erschüttert. Zunächst ist anzunehmen, daß für die Initialwirkung hohe Auslösungsgeschwindigkeit wichtiger ist als große Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Detonation; gibt es doch Explosivstoffe von weit größerer Detonationsgeschwindigkeit als sie bei Knallquecksilber gemessen worden ist, wie z. B. Nitromannit, denen die spezifische Fähigkeit der Initialwirkung mangelt.[3] Dann hat sich aber auch ergeben, daß Silberazid, das Silbersalz der Stickstoffwasserstoffsäure, obwohl von nicht größerer Dichte als Knallquecksilber, diesem doch an Initiiervermögen weit überlegen ist. L. Wöhler und O. Matter[4] dehnten ihre Analyse der Initialwirkung aus auf Schwefelstickstoff, Diazobenzolnitrat, Knallnatrium, basisches Nitromethanquecksilber, Perchloratotrimerkuraldehyd und Chloratotrimerkuraldehyd (Tab. 47). Die letztgenannten zwei Substanzen sowie Silberazid erwiesen sich gleich dem Knallquecksilber als allgemeine Initialzünder; den vorhergenannten ging diese Eigenschaft ab. Die Initialwirkung dieser hochsensiblen Verbindungen gegenüber relativ schwer initiierbaren Trinitrokörpern, wie Trinitrotoluol, wurde in der Weise festgestellt, daß Zündmittel und Sprengstoff, als Sprengkapselfüllung angeordnet, auf einer Bleiplatte zur Wirkung kamen. Die für Knallquecksilber zur Initiierung von Pikrinsäure benötigte Minimalladung von 0,25 g, welche übrigens mit den Versuchsbedingungen, insbesondere dem Querschnitt der Grenzfläche zwischen Zünder und Sprengstoff wechselte, war für Silberazid zwölf mal kleiner (0,02 g).

---

1 Vergl. z. B. J. Führer, D. R. P. A. Nr. 15476. — 2 C. E. Bichel, Glückauf **41**, 1195, 1905. — 3 A. Sobrero, Compt. rend. **25**, 121, 1847. — 4 L. Wöhler u. O. Matter, Zeitschr. f. das gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **2**, 181, 203, 244, 265, 1907. Siehe auch D. R. P. Nr. 196824 vom 2. März 1907.

[illegible]

							Literatur
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible] 1882–85.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	[illegible]	—	[illegible]	[illegible] 1882–85. [illegible] Lief. Am. 280. [illegible]
[illegible]	[illegible]	—	[illegible]	[illegible]	—	[illegible]	[illegible] 1884–85.
—	[illegible]	—	[illegible]	—	—	[illegible]	[illegible] Ber. 23. [illegible] 24. [illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	—	—	—	[illegible] Ber. 38. [illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	—	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	[illegible]	—	[illegible]	[illegible] Ber. 38. [illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	—	—	—	[illegible]	[illegible] Lief. Am. 280. [illegible]

[illegible] Strengstoffwesen 2 [illegible]

[illegible] gegen [illegible] jeder Art [illegible] auch beim [illegible] Eisenbahn-Verkehrs- [illegible] folgende [illegible] Vorschriften [illegible]

[illegible] oben in starke [illegible] enthalten darf der- [illegible] der einzelnen [illegible]

[illegible] zwischen [illegible] ist mit [illegible] Stoffe [illegible] auszufüllen. [illegible] der Blechbehälter sind mit [illegible] der Behälter mit Karton- [illegible] Berührung der Spreng- [illegible]

[illegible] Stück für Stück mit einem haltbaren [illegible] Deckel [illegible] fest auf den In- [illegible] locker gelagerten [illegible]

[illegible] Umschlage aus starkem Pack- [illegible]

[illegible] Holzkiste von wenigstens [illegible] einzuschließen, daß [illegible] zwischen [illegible] und den Kisten- [illegible]

Hohlräume in der Kiste, die ein Schlottern der Pakete zulassen könnten, sind mit Papierstückchen, Stroh, Heu, Werg, Holzwolle oder Hobelspänen, alle völlig trocken, auszustopfen, worauf der Deckel der Kiste, sofern diese aus Blech besteht, aufgelötet, sofern sie von Holz ist, mittelst Messingschrauben oder verzinnter Holzschrauben befestigt wird.

3. Diese Kiste, deren Deckel den Inhalt so niederzuhalten hat, daß ein Schlottern des letzteren nicht eintreten kann, ist in eine solid gearbeitete und mittels Messingschrauben oder verzinnter Holzschrauben zu verschließende hölzerne Überkiste von wenigstens 25 mm Wandstärke mit dem Deckel nach aufwärts einzulegen.

Der Raum zwischen Kiste und Überkiste muß mindestens 30 mm betragen und mit Sägespänen, Stroh, Werg, Holzwolle oder Hobelspänen ausgefüllt sein.

4. Die einzelne Kiste darf an Sprengsatz nicht mehr als 20 kg enthalten; Kisten, deren Gewicht 25 kg übersteigt, müssen mit Handhaben oder Leisten zur leichteren Handhabung versehen sein.

180. Wie leicht bei nicht ganz sachgemäßer Behandlung Explosionen von Zündmitteln möglich sind, lehren folgende Vorkommnisse:

Die bekannten Zündblättchen (Amorces) können einzeln genommen als ungefährlich angesehen werden. Anders liegt die Sache, sobald eine größere Anzahl davon zur Explosion kommt. Am 14. Mai 1878 erfolgte in einem Spielzeugwarenlager in Paris eine Explosion von Zündblättchen, bei der 14 Personen ums Leben kamen und 16 verletzt wurden. Aus einem nicht näher gekannten Anlaß gerieten einige Zündblättchen in Brand. Trotz raschen Eingreifens verbreitete sich das Feuer auf die nächsten Schachteln mit Zündblättchen, worauf der gesamte Lagerbestand von 6 bis 8 Millionen Zündblättchen im Gesamtgewichte von 64 kg explodierte. Die Gewalt der Explosion war so groß, daß unter anderem ein Steinsockel von 1 Kubikmeter Inhalt auf eine Entfernung von 52 m geschleudert wurde.[1]

Zwei Arbeiterinnen der Sprengstoffabrik in Westquarter waren beauftragt, eine Ladung Sprengkapseln nebst Zündsatz aus dem Magazin in den Arbeitsraum zu schaffen. Sie setzten den Transportkasten auf die Erde und begannen miteinander zu tanzen. Unglücklicherweise stolperte das eine der Mädchen und warf dabei den Kasten um, wodurch die ganze Ladung zur Explosion kam und beide Mädchen in Stücke gerissen wurden.[2]

In einer Fabrik elektrischer Zünder wurde bei Prüfung des Zünders auf seinen Leitungswiderstand mit Hilfe eines elektrischen Meßapparates das mit einer Sprengkapsel armierte Ende des Zünders in einen eisernen Schutzkasten gesteckt. Beim Herausziehen aus dem Kasten kam eine solche Sprengkapsel zur Explosion, wobei ein Arbeiter durch die Kupfersplitter schwer verletzt wurde, und ein Auge verlor.[3]

In dem Güterschuppen des nur 150 Meter von der Grenze entfernt liegenden belgischen Bahnhofes Welkenraedt, in dem die Zollabfertigung vorgenommen wird, explodierte am 31. Mai 1906 eine Kiste mit etwa 1900 Sprengkapseln, wodurch drei zur Zeit der Explosion im Schuppen anwesende Personen vollständig in Stücke gerissen wurden. Der im Nebenraum befindliche Lagermeister wurde zum Fenster hinausgeworfen, ohne Schaden zu nehmen. In kürzester Zeit stand das ganze Gebäude in Flammen. Der Knall ist über eine Stunde weit im Umkreise gehört worden. Glücklicherweise gelang es, einen etwa 20 Schritte vor dem Schuppen stehenden Eisenbahnwagen mit 5000 kg Pulver und 20 Kisten Dynamit rechtzeitig in Sicherheit zu bringen. Die Ursache der Explosion ist nicht bekannt; vermutlich ist die Kiste zur Zollabfertigung aufgeschlagen worden.[4]

[1] M. BERTHELOT, Sur la force des matières explosives 1883, I, 82. — [2] J. PHILLIPS, The handling of dangerous goods, 1896, 249. — [3] Jahresbericht der Berufsgenossenschaft f. d. chem. Ind. 1905. — [4] Chemikerzeitung 1906, Nr. 45.

III. Treibmittel.[1]

[illegible] Treibmittel, zum Unterschiede von Sprengmitteln, können als Explosivstoffe von geregelter Verbrennungsgeschwindigkeit definiert werden. Eine scharfe Grenze zwischen beiden Arten von Explosivstoffen läßt sich freilich nicht ziehen, und solange als Schwarzpulver das einzige Treib- und zugleich Sprengmittel war, lag überhaupt kein Bedürfnis vor, ein trennendes Merkmal für beide Gattungen aufzustellen. Jedes beliebige explosible System könnte auch Treibmittel sein, sofern es möglich wäre, die Verbrennungsgeschwindigkeit in jedem Falle nach Wunsch zu regeln. Dies hat man indessen keineswegs in der Hand. Es ist auch zu berücksichtigen, daß für die Verwendbarkeit als Treibmittel nicht allein ballistische Gesichtspunkte maßgebend sind, sondern ebenso sehr Sicherheit im Gebrauche, Unveränderlichkeit, Handlichkeit. Aus diesem Grunde ist man in der Auswahl, soweit die chemisch verschiedene Natur explosibler Systeme in Frage kommt, bis jetzt in unerwünschtem Maße beschränkt; mit größerer Aussicht auf Erfolg sucht man deswegen die Verbrennungsgeschwindigkeit auf dem Wege bestimmter Formgebung zu regeln. Schon das Schwarzpulver hat man zu Scheiben oder Prismen gepreßt, welche von einer Anzahl von Löchern durchbohrt waren. Für rauchlose Pulver wählt man die Gestalt von Blättchen, Streifen, Körnern, Scheiben, Würfeln, Drähten, Röhren, und zwar alles in verschiedenen Dimensionen je nach den Maßverhältnissen der Munition oder den geforderten ballistischen Leistungen.

1. Schwarzpulver.

[illegible] Das Schwarzpulver hat sich allmählich aus dem „griechischen Feuer" entwickelt und war bekannt, ehe man an seinen Gebrauch in Gewehren und Geschützen dachte. Ursprünglich handelte es sich um mehr oder weniger innige Mischungen von Salpeter mit Kohle, Harz, Erdwachs, petroleumhaltigem Sande und ähnlichen brennbaren Dingen teils für den Gebrauch der Feuerwerkerei teils zur Erzeugung von Brand und Rauch als Kampfmittel.[2] Die Zeit der Verwendung derartiger Gemenge als Treibmittel für Geschosse fällt wahrscheinlich erst in die zweite Hälfte des 13. Jahrhunderts. Sechs Jahrhunderte hindurch blieb Schwarzpulver das einzige chemische Treibmittel, bis es im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts von den gelatinierten rauchlosen Pulvern abgelöst wurde. Gegenwärtig wird Schwarzpulver nur noch in untergeordnetem Maße zu ballistischen Zwecken, meist in Form von Jagdpatronen, verwendet.

Die älteste Zusammensetzung des Schwarzpulvers aus Salpeter, Kohle und Schwefel ist nur geringen Schwankungen im Laufe der Zeiten unterworfen gewesen. Das ehemalige deutsche Militärpulver enthielt 74% Kalisalpeter, 16% Holzkohle und 10% Schwefel; die Kriegspulver anderer Staaten hatten eine ähnliche Zusammensetzung.[3] Zu Jagdpulver pflegt man einen etwas höheren

[1] Literatur: J. Upmann und E. v. Meyer, Das Schießpulver, 1874; O. Guttmann, Industrie der Explosivstoffe, 1895; F. Böckmann, Die explosiven Stoffe, 1895; R. Escales, Das Schwarzpulver, 1904; A. P[illegible], La poudre sans fumée et les poudres anciennes, 1893; J. A. Longridge, Smokeless Powder and its Influence on Gun Construction, 1890; J. Castner, Das Schießpulver, 1892; S. J. v. Romocki, Die rauchschwachen Pulver, 1896; R. Wille, Plastomenit, 1898; W. Heydenreich, Lehre vom Schuß, 1908; J. B. Bernadou, Smokeless powder, 1901; A. Noble, Artillery and Explosives, 1906; Brinck, Innere Ballistik, 1906; M. Jähns, Geschichte der Kriegswissenschaften, 1889—1891; S. J. v. Romocki, Geschichte der Explosivstoffe, 1895—96; v. Löbells, Jahresberichte über die Veränderungen und Fortschritte im Militärwesen. Sporting Guns and Gunpowders, 1897; Mémorial des Poudres et Salpêtres, Paris. Mitteilungen über Gegenstände des Artillerie- und Geniewesens, Wien. Arms and Explosives, London. Kriegstechnische Zeitschrift, Berlin. Zeitschrift für das gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen, München. O. Guttmann, Monumenta Pulveris Pyrii, 1906. — [2] S. J. v. Romocki, Geschichte der Sprengstoffchemie usw. 1895, 13. — [3] Eine weitläufige Zusammenstellung findet sich in v. Jüptner, Explosivstoffe und Verbrennungsmotoren, 1906, 57—58.

Prozentsatz an Salpeter auf Kosten der Kohle zu nehmen. Einzelne Bestandteile des Schwarzpulvers hat man durch Substanzen von verwandter Wirkungsweise zu ersetzen gesucht, so den Kalisalpeter durch Natronsalpeter, Barytsalpeter und selbst durch Ammoniaksalpeter, ungeachtet dessen Zerfließlichkeit an feuchter Luft; ferner die Holzkohle durch Holzmehl, Stärkemehl.

Brauchbarkeit und Leistungsfähigkeit des Schwarzpulvers hängen nicht allein von der Zusammensetzung ab, sondern ebenso wesentlich von einer sorgfältigen Zerkleinerung und innigen Mischung der Bestandteile, sowie von der Dichte und gleichmäßigen Beschaffenheit des Pulverkorns.

Das Zerkleinern und Mischen der Pulverbestandteile geschieht meist in zylindrischen Trommeln aus Eisen oder Holz unter Mitwirkung von Bronzekugeln, wobei auf möglichst rasche und gefahrlose Arbeit Rücksicht genommen wird. Schwefel und Salpeter werden häufig zusammen gekleint, weil der Schwefel sich allein zusammenballen würde. Wenn die Ausgangsstoffe sämtlich gekleint sind, werden sie in Trommeln von dickem Sohlleder vermittelst Pockholzkugeln in dem geforderten Verhältnis gemischt. Das so erhaltene lockere Pulvermehl ist noch kein brauchbares Schießpulver, sondern zunächst nur für Feuerwerkszwecke verwendbar; in der Regel wird es daher sofort mit 10—20 % Wasser angefeuchtet und auf Kollergängen gedichtet. Weil bei diesem Arbeitsvorgange nicht selten Explosionen eintreten, herrührend von der gleitenden Reibung der schweren Läufer auf dem Teller, hat Gruson die Läufer aufgehängt, so daß sie den Läuferteller niemals berühren können. Die Pulvermasse durchläuft danach ein aus paarweise übereinander liegenden geriffelten Bronzewalzen bestehendes Quetschwerk, wird alsdann gesiebt und hierauf durch Pressen unter hohem Druck zu festen Kuchen vereinigt. Diese werden zerschlagen und die Stücke zwischen längs- und quergeriffelten bronzenen Walzenpaaren in annähernd gleichmäßige Körner gebrochen. Das gekörnte Pulver wird in Trommeln aus Eichenholz geglättet, wobei die scharfen, leicht verletzbaren Ecken der Körner beseitigt und etwaige Hohlräume verstopft werden. Das nunmehr polierte Pulver wird getrocknet, entstaubt und vermittelst Siebe nach Korngrößen geschieden.

Der letzte Schritt in der Vervollkommnung des Schwarzpulvers geschah erst in neuester Zeit und wurde durch das Bedürfnis nach größerer ballistischer Wirkung der großen Geschütze, hauptsächlich gegen Panzerschiffe, hervorgerufen. Es gelang, die Verbrennungsgeschwindigkeit des Pulvers beim Schuß nicht nur gleichförmiger zu machen, sondern sie auch wesentlich zu vermindern, indem man das Kornpulver zu Scheiben, Würfeln, Prismen und dergleichen regelmäßigen Formen preßte. Hervorragende Bedeutung errang in dieser Richtung das braune prismatische Pulver, welches, in Deutschland erfunden, zuerst von J. N. Heidemann und M. v. Duttenhofer hergestellt und seit 1882 von allen größeren Staaten als Treibmittel für die schwere Artillerie angenommen wurde.

Schwarzpulver besitzt eine schiefergraue Farbe und matten Glanz. Gewehrpulver haben ein spezifisches Gewicht von 1,5 bis 1,6, gepreßte Pulver ein solches von 1,7 bis 1,9. Alle Schwarzpulverarten sind gegen feuchte Luft empfindlich; in Berührung mit Wasser verlieren sie ihren Zusammenhalt, indem der Salpeter herausgelöst wird. Funken oder Flamme entzünden loses Kornpulver sehr leicht und bringen es zur Verpuffung, wobei ein dichter, weißer Rauch entsteht. Wenn Blitzschläge Schwarzpulver trafen, war eine heftige Explosion die fast regelmäßige Folge.

In der Nacht vom 30. Juni auf den 1. Juli 1897 raste über Belgien ein orkanartiger Sturm mit vielen, sehr heftigen Blitzschlägen, von denen einer die Schwarzpulverfabrik in Clermont-sur-Meuse traf, worauf unmittelbar eine Explosion erfolgte. Durch den Blitzschlag und die begleitende Detonation wurden drei Werkstätten nebst Inhalt sowie ungefähr 865 kg Schwarzpulver in verschiedenen Zuständen der Fertigung vernichtet. Verlust von Menschenleben war nicht zu beklagen. Die Fabrik besaß ausnahmsweise keine Blitzableiter mit Rücksicht auf

ihre tiefe Lage in einem von hohen Bäumen umgebenen Tale, in welchem bis dahin Blitzschläge noch nie beobachtet waren. Wie die nähere Untersuchung ergab, hatte die elektrische Entladung zunächst eine sehr hohe Akazie getroffen, dieselbe völlig ihrer Rinde entkleidet und dann das nur wenige Meter davon entfernte Transmissionsseil in Mitleidenschaft gezogen, worauf auf dessen ganzem Wege in die einzelnen Werkstätten sekundäre Entladungen eintraten. Nur unter diesen Umständen erscheint es erklärlich, daß drei durch Wälle geschiedene Gebäude gleichzeitig in die Luft flogen, da nur eine einzige Detonation gehört wurde. Nachdem dieses Vorkommnis die Annahme von der schützenden Wirkung der hohen Bäume widerlegt hatte, zog es die genannte Fabrik vor, auf alle ihre gefährlichen Gebäude Blitzableiter zu setzen.[1]

Auch Schlag, Reibung, vorzugsweise von Eisen auf Eisen, rufen leicht Explosion hervor.

Als Produkte der Explosion von Schwarzpulver sind unter den gasförmigen hauptsächlich Kohlensäure, Kohlenoxyd und Stickstoff zu nennen; der feste Rückstand, welcher als Rauch erscheint und nahezu $^3/_5$ des ganzen Pulvergewichtes ausmacht, enthält vorwiegend Kaliumkarbonat, Kaliumsulfat und Kaliumsulfid.

Der Transport von Schwarzpulver unterliegt scharfen Bestimmungen. Loses Kornpulver wird in dichte Zwillichsäcke und diese in mit Papier verklebte starke Kisten oder Tonnen verpackt. Mehlpulver, welches zum Stauben neigt, kommt in lederne Säcke. Für den Versand von prismatischem Pulver sind Kästen üblich, in welchen die Prismen fest aneinander eingelegt und durch Filzplatten voneinander getrennt werden.

2. Rauchloses Pulver.

183. Der Hauptanstoß zu der kulturhistorisch fesselnden Bewegung, das Schwarzpulver als Geschoßtreibmittel zu verlassen und zum rauchlosen Pulver überzugehen, kam von der fortgeschrittenen Technik der Handfeuerwaffen. Man hatte erkannt, daß eine weitere Verminderung des Gewehrkalibers eine Reihe ballistischer und taktischer Vorteile gewähren würde, sofern es gelänge, die mit der Verkleinerung des Geschoßdurchmessers verbundene Einbuße an Geschoßgewicht durch vergrößerte Anfangsgeschwindigkeit des Projektils wett zu machen. Was in dieser Richtung mit Schwarzpulver als Treibmittel zu gewinnen war, hatte man um die Mitte der achtziger Jahre des 19. Jahrhunderts erreicht, und man musterte und prüfte von neuem die große Zahl der bis dahin bekannt gewordenen explosiblen Substanzen, ob sie nicht ein geeignetes, leistungsfähigeres Ersatzmittel abzugeben vermöchten. Die Eigenschaft der organischen Nitrate und Nitrokörper, ohne Rauch und Rückstand zu verbrennen, kam hierbei vorteilhaft in Anschlag. Die älteren Versuche v. LENKS, von ABEL, OTTO und anderen, Nitrozellulose als Treibmittel heranzuziehen, ihre vielfachen Bemühungen, die lose Faser derselben durch Flechten, Pressen usw. zu verdichten,[2] um sie in eine weniger umfängliche Form zu bringen und gleichzeitig ihre große Verbrennungsgeschwindigkeit in der Feuerwatte nach Wunsch zu regeln, hatten nicht zum Ziel geführt (Ziffer 96). Inzwischen aber, seit dem Jahre 1869, hatte sich die Zelluloidindustrie entwickelt und den Beweis geliefert, daß durch Bearbeitung der Nitrozellulose mit Lösemitteln es wohl möglich sei, ihre hohe Verbrennungsgeschwindigkeit und Explosionstätigkeit wesentlich herabzumindern. Auf dieser Erfahrung fußend, fertigte 1882 REID zusammen mit JOHNSON[3] in Stowmarket ein für Jagdzwecke bestimmtes, teilweise gelatiniertes Nitrozellulosepulver und M. v. DUTTENHOFER[4] in Rottweil 1884 ein völlig gelatiniertes Kornpulver aus nitrierter Zellulose für Militärgewehre,

[1] Mém. Poudr. Salp. X, 59; 1899/1900. — [2] H. ROHNE, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen 2, 124; 1907. — [3] D. R.-P. Nr. 18950. — [4] Engl. Pat. Nr. 17167 vom Jahre 1887.

dem dann im Jahre 1886 das erste, aus Schießwolle gefertigte, gelatinierte Blättchenpulver von P. VIEILLE folgte (Ziffer 67). 1889 gelang es A. NOBEL,[1] auch Nitroglyzerin für Treibmittelzwecke verwendbar zu machen, indem er es als Löseflüssigkeit für die Nitrozellulose mitbenutzte.

Fast alle rauchlosen Pulver bestehen in der Hauptsache aus Nitrozellulose, und zwar ist diese mehr oder weniger vollständig gelatiniert. Eine Analyse von Blättchenpulver ergab 97,5 % Nitrozellulose, 0,5 % kohlensauren Kalk, 0,5 % Aceton und 1,5 % Feuchtigkeit. Rauchschwache Jagdpulver pflegen neben Nitrozellulose erhebliche Mengen gewisser Zusätze zu enthalten, welche, wie Barytsalpeter, Ammoniumbichromat, den Verbrennungsvorgang erleichtern, ohne den Gasdruck in der Feuerwaffe unzulässig zu erhöhen. Die nitroglyzerinhaltigen Schießpulver führen neben Nitrozellulose auch Nitroglyzerin als Hauptbestandteil; beide Explosivstoffe sind in dem Zustande der Gelatinierung aufs innigste miteinander verbunden (Ziffer 213). Der Ballistit, ein rauchloses Gewehrpulver, enthält auf 3 Teile Nitrozellulose 2 Teile Nitroglyzerin. In dem Cordit, dem englischen Militärpulver, sind auf 65 % Nitrozellulose 30 % Nitroglyzerin und 5 % Vaseline. Die genannten beiden Pulverarten besaßen anfänglich noch erheblich größere Mengen an Nitroglyzerin, die man aber in dem Maße verminderte, als man gewahrte, daß ein hoher Nitroglyzeringehalt des Pulvers den Feuerwaffen schädlich sei (Ziffer 120). In einer dritten Klasse von rauchlosen Pulvern spielen neben Nitrozellulose nitrierte aromatische Kohlenwasserstoffe eine Rolle. Hierher gehört der Plastomenit aus 68 % Nitrozellulose, 13 % Trinitrotoluol, 6 % Dinitrotoluol und 13 % Bariumnitrat.

Die Anfertigung des Blättchenpulvers geht von fein gemahlener Nitrozellulose als Grundsubstanz aus. Diese wird zunächst entwässert, sei es durch Trocknen bei höherer Temperatur, sei es mit Hilfe von Spiritus, welcher die in der Nitrozellulosefaser befindliche Feuchtigkeit verdrängt. Die noch alkoholfeuchte Nitrozellulose gelangt hierauf in Knetmaschinen von der gleichen Art, welche auch in der Brotbäckerei zum Kneten des Teiges dient; hierin wird sie mit dem Lösemittel im Verhältnis von etwa 1 Gewichtsteil Nitrozellulose auf 1 Gewichtsteil des letzteren gemischt und mehrere Stunden lang innig verknetet. Das von den Knetmaschinen vorbereitete Gemenge wird alsdann durch Walzwerke geführt, welche die noch ungleichförmige Masse in homogene und transparente dünne Blätter umwandeln. Wenn diese Blätter das Walzwerk verlassen, haben sie lederartige Beschaffenheit angenommen, so daß sie mit Hilfe einer Schneidmaschine leicht in Streifen und diese weiter in quadratische Blättchen zerschnitten werden können. Manche Fabriken umgehen das umständliche Walzen der Knetmasse, indem sie dieselbe in eine Presse einführen, aus deren geschlitztem Mundstück die Streifen in gewünschter Breite heraustreten, um sofort selbsttätig in Blättchen zerschnitten zu werden. Während aller dieser Arbeitsvorgänge entweicht andauernd das der Nitrozellulose einverleibte Lösemittel, freilich nicht in dem Maße, daß nicht noch ein nachfolgendes Trockenverfahren bei höherer Temperatur erforderlich würde. Insbesondere die letzten 2—3 Prozente Alkohol oder Aceton verflüchtigen sich nur schwierig aus dem Pulver,[2] was in dem Umstande seine Erklärung findet, daß der Dampfdruck dieser Substanzen mit abnehmender Konzentration derselben in der gelatinierten Masse kleiner wird. Das frisch gefertigte Pulver zeigt rauhe Kanten, läuft nicht gut und ist auch wegen seiner elektrischen Eigenschaften noch nicht verwendungsfähig. Man beseitigt diese Fehler, indem man es einige Zeit unter Zusatz von Graphit in Poliertrommeln behandelt, aus welchen es geglättet und ladefähig herauskommt.

1 D. R. P. Nr. 51471. — 2 K. EXLER, Zeitschr. f. das gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen 1, 379; 1906. Vergl. auch A. MÜLLER, Allgemeine Chemie der Kolloide 1907, 111. W. OSTWALD, Lehrb. d. allgem. Chem. II, (3) 217; 1906.

Gelatinierte Pulver, welche Nitroglyzerin enthalten, werden in etwas abweichender Weise hergestellt, namentlich in den Fällen, wo die Anwendung eines besonderen Lösemittels für die Nitrozellulose fortfallen soll. Für die Herstellung von Ballistit wird nach dem Verfahren von LUNDHOLM und SAYERS[1] eine besondere Art Nitrozellulose nebst der erforderlichen Menge Nitroglyzerin in warmes Wasser gegeben und die eintretende Emulsion bis zur Gelatinierung der beiden Bestandteile umgerührt. Sobald diese beendet ist, wird der größere Teil des Wassers durch Auspressen entfernt und die krümelige Masse so lange durch geheizte Walzen gezogen, bis eine homogene und transparente Platte von lederartiger Beschaffenheit entstanden ist. Schließlich schneidet man daraus Blättchen oder Würfel, denen ein leichter Graphitüberzug gegeben zu werden pflegt. Für die Erzeugung von Cordit ist ein Zusatz von Lösemittel, in der Regel Aceton, zu der Mischung von Nitrozellulose mit Nitroglyzerin erforderlich, weil die verwendete hochnitrierte Zellulose für sich allein mit Nitroglyzerin keine Gelatine ergeben würde. Die geknetete Masse wird in Pressen vermittelst hydraulischen Druckes durch Düsen in einem ununterbrochenen Strange herausgedrückt. Dieser wird schließlich auf die Länge des Pulverraumes der zu ladenden Patronen abgeschnitten. Röhrenpulver werden in ähnlicher Weise wie Cordit erzeugt, mit dem Unterschiede, daß das Mundstück der Preßform aus Hohlkegeln besteht, in welche Dorne hineinragen.

Die für Jagdzwecke bestimmten rauchschwachen Pulver durchlaufen sehr verschiedenartige Herstellungsverfahren. Besonderes Interesse erregt in dieser Beziehung das bei Wolff & Co., Walsrode, gefertigte gekörnte, völlig gelatinierte Jagdpulver. Nitrozellulose wird in Knetmaschinen mit Essigäther bis zur vollständigen Auflösung behandelt, sodann warmes Wasser zugefügt und, während die Knetmaschine weiterarbeitet, Wasserdampf in das Gemenge geleitet, wodurch die steife Gelatine in feine Körner zerfällt. Diese werden mit kochendem Wasser bis zur vollständigen Vertreibung des Lösemittels behandelt und schließlich getrocknet.

In ihren Eigenschaften stimmen die verschiedenen rauchlosen und rauchschwachen Pulver insoweit überein, als durch den Umstand bedingt ist, daß sie einen gemeinsamen Hauptbestandteil, die Nitrozellulose, enthalten; im übrigen aber weisen sie stark abweichende Züge auf. Schon das äußere Aussehen, die Größenverhältnisse, Farbe, Geruch, ebenso die Dichte, können außerordentlich wechseln. Blättchenpulver für Gewehre stellen sich als kleine Vierecke von 1—2 mm Seitenlänge und 0,2—0,4 mm Dicke dar, von brauner oder auch silbergrauer Farbe, hornartiger Beschaffenheit und mit einem spezifischen Gewicht von 1,5—1,6. Gewehrcordit andrerseits gleicht hellbraunen Schnüren von 1 mm Durchmesser und 40—50 mm Länge, die so weich sind, daß sie sich mit dem Fingernagel schneiden lassen. Unter den für schwere Geschütze bestimmten Röhrenpulvern trifft man auf Formen wie zolldicke Stangen von $1^1/_2$ m Länge, die eher einem Spazierstocke aus Hartgummi gleichen, als daß sie der üblichen Vorstellung von einem „Pulverkorn" entsprechen. Die gekörnten Jagdpulver haben zwischen 0,5 und 1 mm Korndurchmesser und sind häufig leicht zerreiblich; unter der Lupe betrachtet, lassen sie alsdann deutlich die faserige Struktur der Nitrozellulose, je nach der Erzeugungsweise des Pulvers in mehr oder weniger gelatiniertem Zustande, erkennen.

Die völlig durchgelatinierten Pulver verhalten sich, sofern sie nur aus Nitrozellulose bestehen, gegen Wasser unempfindlich und können sogar damit gekocht werden, ohne an Brauchbarkeit dauernd Einbuße zu erleiden. Die nitroglyzerinhaltigen Pulver dagegen werden von Wasser leicht verändert, indem an der benetzten Oberfläche das Nitroglyzerin allmählich heraustritt.

---

1 D. R. P. Nr. 53296 vom Jahre 1889.

An freier Luft entzündet, verbrennen die durchgelatinierten Pulver mit lebhafter Flamme, ohne Explosion; auch Blitzschläge, welche solche Pulver trafen, riefen nur Brände hervor, wohingegen sie Schwarzpulver regelmäßig zur Explosion brachten.

Am 5. Juni 1900, kurz nach 5 Uhr nachmittags, traf ein Blitzstrahl das im alten Lager des Schießplatzes Jüterbog belegene Pulvermagazin, welches etwa 18000 kg rauchschwaches Pulver und mit solchem gefüllte Metallkartuschen enthielt.[1] Das in Ziegelfachwerk erbaute, mit einem Erdwall umgebene Magazin brannte etwa 3 Stunden, bevor die Pulverbestände vom Feuer ergriffen wurden. Sodann stieg eine hohe Feuersäule auf, und man vernahm weithin das Knattern der abbrennenden Metallkartuschen. Eine eigentliche Explosion mit starkem Knall oder eine Erschütterung des Erdbodens ist nicht beobachtet worden; demgemäß hat auch die Katastrophe auf die Umgebung keine Wirkung ausgeübt, nicht einmal das verschlossene hölzerne Einfahrtstor der Umwallung wurde in Mitleidenschaft gezogen.

Heftige Schläge, starke Reibung können die Pulvermasse, selbst wenn es sich um völlig durchgelatinierte handelt, zur Explosion bringen.

Am 15. Dezember 1902 explodierten auf der Fabrik von Curtis and Harvey bei Lower Hope Point, Kent, 14 Kisten mit Cordit-Rohmasse im Gesamtgewicht von etwa 450 kg. Gemäß der Fabrikationsvorschrift war das aufgeflogene Gebäude dazu bestimmt, daß in demselben die aus trockener Schießwolle in Mengung mit Nitroglyzerin bestehende Cordit-Rohmasse durch ein engmaschiges Sieb gedrückt werde. Es ist möglich, daß während dieser Operation, vielleicht durch einen elektrischen Funken veranlaßt, die Explosion erfolgte. Für wahrscheinlicher gilt die andere Annahme, wonach die mit Bronzeecken beschlagenen, ziemlich schweren Holzkisten heftig aneinander gestoßen sind; verschüttete Rohmasse konnte unter diesen Umständen einem reibenden Stoße ausgesetzt gewesen sein, der die Explosion herbeiführte. Da Gebäude und Inhalt völlig der Zerstörung anheimfielen, auch die zwei dabei beschäftigten Arbeiter getötet wurden, so ist es nicht möglich, mit Sicherheit anzugeben, was den Anlaß zur Explosion gab.[2]

Bei nitroglyzerinfreien Pulvern bleibt die Explosion in der Regel auf den getroffenen Teil beschränkt und pflanzt sich nicht fort, so daß auch hierin ein größeres Maß von Sicherheit dieser Pulver gegenüber dem Schwarzpulver liegt.

Die Explosionsprodukte der gelatinierten Pulver sind in der Regel nur gas- oder dampfförmige. Sie bestehen vorwiegend aus Kohlensäure, Wasserdampf, Stickstoff und Kohlenoxyd, enthalten daneben aber auch noch Methan und freien Wasserstoff. Während 1 kg Schwarzpulver nicht mehr als 280 l Gas zu entwickeln vermag, beträgt diese Menge bei den rauchlosen Pulvern bis zu 900 l (Tab. 28). Gleichzeitig ist auch die entstehende Wärme, welche das Gas ausdehnt, beträchtlicher und erreicht hier 1300 Wärmeeinheiten, bei Schwarzpulver nur die Hälfte davon (Tab. 4).

184. Zusammenfassend ergeben sich als Vorteile des rauchlosen Pulvers gegenüber dem Schwarzpulver etwa folgende:

1. Zwei- bis dreifache Leistungsfähigkeit, entsprechend der viel größeren Explosionswärme und des an sich schon größeren Volums der entstehenden Gase.

2. Fortfall der lästigen Rauchentwicklung infolge des Fehlens fester Rückstände im Verbrennungsraum, ein Umstand, der die volle Ausnutzung der Magazingewehre und Schnellladekanonen überhaupt erst ermöglicht.

3. Viel weitergehendes Anpassungsvermögen an jede Schußwaffe durch entsprechende Änderung der Abmessungen und Gestalt des Pulvers.

---

[1] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1900, 45. — [2] Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1902.

4. Größere Gleichmäßigkeit in der Wirkung infolge größerer Gleichförmigkeit der Pulvermasse.

5. Größere Unempfindlichkeit gegen Nässe und feuchte Witterung, indem die Pulverbestandteile von Wasser nur wenig oder gar nicht angegriffen werden.

6. Staubfreiheit, auch nach längeren Transporten.

7. Geringere Gefahr bei der Verarbeitung der meist noch feuchten, geschmeidigen Pulvermasse.

Als Nachteile des rauchlosen Pulvers gegenüber dem Schwarzpulver kommen in Betracht:

1. Der zwei- bis dreifach höhere Preis, auf gleiches Gewicht mit Schwarzpulver bezogen.

2. Die größere Abnutzung der Läufe und Rohre infolge der höheren Geschoßgeschwindigkeiten. Bei gleichen Leistungen verhält sich rauchloses Pulver nicht ungünstiger als Schwarzpulver.

3. Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen beeinflussen die Verbrennungsgeschwindigkeit von rauchlosem Pulver in stärkerem Maße als die von Schwarzpulver.

4. Geringere Widerstandsfähigkeit gegen hohe Temperaturen. Nitrozellulose wie Nitroglyzerin, die Hauptbestandteile rauchloser Pulver, sind verhältnismäßig leicht zersetzliche chemische Substanzen.

Fortschritte in der Pulverfrage haben jederzeit Fortschritte in der Ausbildung der Feuerwaffen nach sich gezogen; unter diesem Gesichtspunkte dürfte auch nachstehende Übersicht über die Entwicklung der deutschen Gewehre (Tab. 48) Beachtung verdienen.[1]

Tabelle 48.
Ballistische Vergleiche zwischen Schwarzpulver u. rauchlosem Pulver

	Schwarzpulver				rauchloses Pulver	
Jahr	1740	1841	1870	1884	1888	1905
Laufdurchmesser des Gewehres mm	20,1	15,4	15,4	11,0	7,9	7,9
Geschoßgewicht . . . . . g	30	31	21,5	25	14,7	10,1
Pulverladung . . . . . . g	14,5	4,8	4,8	5,0	2,6	3,2
Geschoßgeschwindigkeit v_{25} . m	100—200	280	340	430	620	860
Kinetische Energie d. Geschosses an der Mündung . . . . mkg	30—50	140	140	250	310	400
Bestrichener Raum für 1,7 m Zielhöhe . . . . m	100	200	250	350	550	700
Gezielte Schüsse in der Minute Anzahl	4	5	8	12	20—25	20—25
Größte Visier-Schußweite . . m	300	560	1200	1600	2000	2000
Gesamtschußweite . . . . . m	1000—1500	2000	2500	3000	4000	4000

Bis zur Gewehrkonstruktion des Jahres 1888 bestand die Pulverladung aus Schwarzpulver, von da ab aus rauchlosem Pulver, und dieser Wechsel kam vor allem zur Geltung in der außerordentlich gesteigerten Feuerschnelligkeit von 20—25 gezielten Schüssen in der Minute. In die Augen fallend ist ferner das mit der Änderung des Treibmittels verwirklichte Ziel, die Flugbahn der Geschosse gestreckt zu gestalten durch, sehr vermehrte Anfangsgeschwindigkeit des Projektils bei gleichzeitiger Erleichterung desselben. Trotz dieses letzteren Umstandes hat die kinetische Energie des Geschosses an der Gewehrmündung keine Einbuße erlitten, sondern ist im Gegenteil seit den Tagen Friedrichs des Großen

[1] Vergl. H. ROHNE, Zeitschrift f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **1**, 187, 1906

bis auf unsere Zeit in überraschendem Grade angewachsen. Im Jahre 1884 erhielt man von 5 g Schwarzpulver eine Mündungsenergie von 250 mkg; 1 g Pulver leistete also eine Arbeit von 50 mkg. Mit Einführung des rauchlosen Pulvers stieg die Arbeitsleistung von 1 g Pulver auf 112 mkg und erreichte im Jahre 1905 gar 123 mkg.

185. Auf Tabelle 49 sind die wichtigsten Treibmittel nach ihrer Zusammensetzuug und ihren Eigenschaften übersichtlich zusammengestellt.

Tabelle 49.

Charakteristik und Zusammensetzung der wichtigsten Treibmittel.

Gattung	Charakteristik	Bezeichnung	Zusammensetzung
Jagdpulver	Leicht entzündliche Körner oder dünne Blättchen von lockerer Beschaffenheit, zum Teil nur oberflächlich gelatiniert	Hirschmarke	78 % Kalisalpeter, 12 % Kohle, 10 % Schwefel
		Schultzepulver	24 % Schießwolle, 24 % Kollodiumwolle, 13 % Zellulose, 33 % Salpeter, 4 % Paraffin, 2 % Feuchtigkeit
		E. C.	26 % Schießwolle, 28 % Kollodiumwolle, 4 % Zellulose, 38 % Salpeter, 2 % Kampfer, 2 % flüchtige Substanzen
		Walsrode	99 % Nitrozellulose, 1 % Essigäther
		Amberit	77 % Nitrozellulose, 11 % Barytsalpeter, 10 % Paraffin, 2 % flüchtige Bestandteile
		Französisches Pulver J.	83 % Nitrozellulose, 17 % Ammonbichromat
		Englisches Jagdpulver Ballistit	62 % Kollodiumwolle, 38 % Nitroglyzerin
Gewehrpulver	Derbere Körner oder völlig durchgelatinierte Blättchen, Würfel, Schnüre usw. von hoher Dichte	Gewehrpulver M./71	76 % Kalisalpeter, 15 % Kohle, 9 % Schwefel
		Französisches Pulver B.	68 % Schießwolle, 29 % Kollodiumwolle, 2 % Vaseline, 1 % flüchtige Bestandteile
		Französisches Pulver B. N.	41 % Schießwolle, 29 % Kollodiumwolle, 19 % Barytsalpeter, 8 % Kalisalpeter, 2 % Soda, 2 % flüchtige Bestandteile
		Schwab	98 % Nitrozellulose, 2 % flüchtige Bestandteile
		Ballistit	59 % Kollodiumwolle, 40 % Nitroglyzerin, 1 % Diphenylamin
		Cordit M. D.	65 % Schießwolle, 30 % Nitroglyzerin, 5 % Vaseline
		Plastomenit	68 % Nitrozellulose, 6 % Dinitrotoluol, 13 % Trinitrotoluol, 13 % Barytsalpeter
Geschützpulver	Grobe Körner oder gelochte Prismen von sehr hoher Dichte oder auch völlig durchgelatinierte Streifen, Stäbe, Zylinder, Röhren von beträchtlichen Dimensionen	Braunes prismatisches Pulver	78—80 % Kalisalpeter, 19—20 % Kohle, 0—3 % Schwefel
		Amidpulver	40 % Kalisalpeter, 38 % Ammonsalpeter, 22 % Kohle
		Filit	59 % Kollodiumwolle, 40 % Nitroglyzerin, 1 % Diphenylamin
		Maxim-Schüpphaus	85 % Schießwolle, 10 % Nitroglyzerin, 5 % Rizinusöl
		R. R.	98 % Nitrozellulose, 2 % flüchtige Bestandteile
		Pyrokollodiumpulver	98 % Nitrozellulose, 2 % flüchtige Bestandteile

und das Nichtgelöste zurückgewogen. Der Einfluß jeder Komponenten der Nitriersäure wurde in der Weise verfolgt, daß man in einer Versuchsserie zwei Komponenten in ihrem gegenseitigen Mengenverhältnis konstant hielt und die Menge der dritten Komponente veränderte. Es entstanden so drei verschiedene Versuchsreihen:

1. Konstantes Verhältnis $\frac{H_2O}{HNO_3} = 1{,}1$; Veränderliche: H_2SO_4.

2. Konstantes Verhältnis $\frac{H_2SO_4}{H_2O} = 5{,}8$; Veränderliche: HNO_3.

3. Konstantes Verhältnis $\frac{H_2SO_4}{HNO_3} = 10{,}4$; Veränderliche: H_2O.

Die Ergebnisse sind auf Fig. 40 wiedergegeben. Das Lösungs- und Abbauvermögen der verschieden zusammengesetzten Säuremischungen zeigt an gewissen

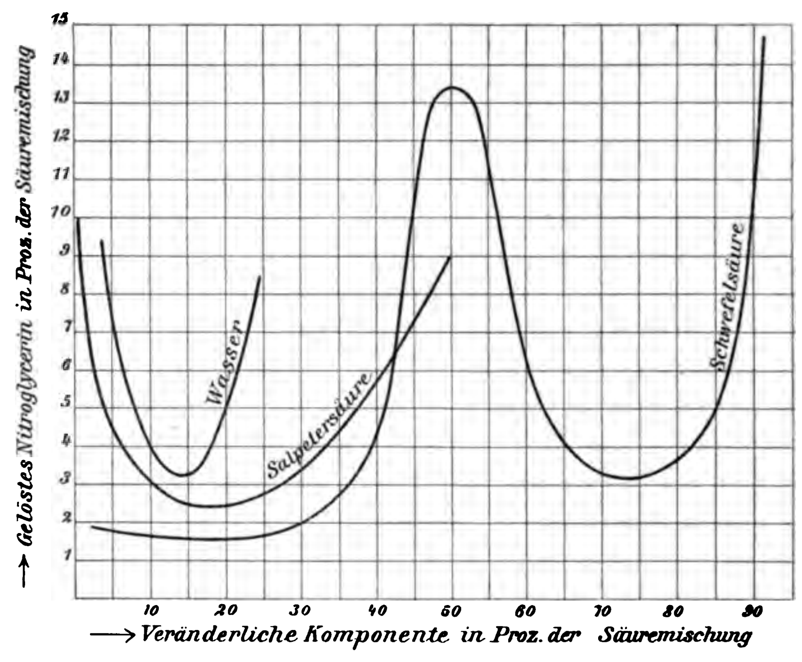


Fig. 40. Lösevermögen von Nitriersäuren für Nitroglyzerin.

Stellen Minima, denen unter vergleichbaren Bedingungen eine vermehrte Ausbeute an Trinitroglyzerin entsprechen würde. Andere Stellen der Kurven sind durch starkes Löse- und Abbauvermögen für Trinitroglyzerin ausgezeichnet und müßten folgerichtig in jedem Stadium des Nitrierungsprozesses vermieden oder rasch durchschritten werden. Eine Durcharbeitung dieser Verhältnisse vom Standpunkte der chemischen Kinetik und Gleichgewichtslehre wäre erwünscht, dürfte aber mit Rücksicht auf die vielen Stufen und Komponenten nicht einfach sein.

189. Nitroglyzerin ist eine farb- und geruchlose ölige Flüssigkeit von 1,60 spezifischem Gewicht. Es schmeckt brennend süß und ist giftig. Von Wasser wird Nitroglyzerin nur wenig (etwa 600 : 1) gelöst, leicht aber von Alkohol, Äther, Chloroform. Mit Wasserdämpfen ist es flüchtig und teilt sich daher rasch der feuchten Zimmerluft mit, wie man beim Arbeiten mit Nitroglyzerin an bald sich

einstellenden Kopfschmerzen gewahr wird.[1] Bei Temperaturen unter 13° C kann Nitroglyzerin gefrieren und hat dann das spezifische Gewicht 1,735.

Seit kurzem kennt man das feste Nitroglyzerin in zwei Kristallformen,[2] einer in dünnen rhombischen Blättchen auftretenden Modifikation mit dem Erstarrungspunkte 2° C, die dem gefrorenen Nitroglyzerin ein weiches Gefüge verleiht, und einer durch harte, warzenförmig zusammenschießende prismatische Nadeln gekennzeichneten zweiten Modifikation mit dem Erstarrungspunkte 12,5° C. Letztere ist die in der Regel bei gefrorenem Nitroglyzerin beobachtete. Die Polymorphie des Nitroglyzerins kehrt auch in den Guhrdynamiten wieder und erklärt zum Teil die schon oft bemerkte ungleiche Widerstandsfähigkeit von Dynamiten verschiedener Herkunft gegen das Gefrieren.

190. Die Eigenschaft des Gefrierens verursacht bei Nitroglyzerinsprengstoffen in der Technik Unbequemlichkeiten und selbst Gefahren, indem gefrorene Nitroglyzerinsprengstoffe im Bohrloch nur schwierig zur Detonation kommen und infolgedessen als Versager oder Ausbläser nach dem Schusse gefährlich werden können (Ziffer 122). Deswegen sollen gefrorene Dynamitpatronen vor dem Gebrauche aufgetaut werden, obschon das Verfahren des Auftauens zeitraubend, umständlich ist und besondere Vorrichtungen voraussetzt. Zweckmäßig bedient man sich dazu wasserdichter Blechbüchsen, die in mäßig warmes Wasser gesetzt werden. Auch hat man Auftauapparate, sogenannte Thermophore,[3] im Gebrauch, welche längere Zeit eine mäßige Wärme von etwa 50° C Temperaturhöhe abzugeben imstande sind. Ihre Wirkung beruht darauf, daß erwärmtes und geschmolzenes Natriumacetat langsam unter Wärmeabgabe auskristallisiert. Würde man gefrorene Patronen unmittelbar in warmes Wasser eintauchen, so träte das Nitroglyzerin teilweise aus, sammelte sich am Boden des Wasserbehälters an und könnte zu Verunglückungen Anlaß geben. Ebensowenig darf man gefrorenen Dynamit an sehr warme Orte, in die unmittelbare Nähe von Öfen, Dampfleitungen oder gar an offenes Feuer bringen. Das unvorsichtige Auftauen gefrorenen Dynamits hat schon zahlreiche Unfälle im Gefolge gehabt. Sie ereignen sich meist in den ersten drei Monaten des Jahres, da die Sprengstoffe in den Lagern erst einige Zeit nach dem Eintritt kalten Wetters frieren, einmal gefroren aber längere Zeit höheren Temperaturen widerstehen, ohne ihren plastischen Zustand wieder anzunehmen. Einige lehrreiche Vorkommnisse seien in Kürze angeführt.[4]

Am 21. März 1879 waren einige Bergleute damit beschäftigt, gefrorene Dynamitpatronen aufzutauen, indem sie dieselben vorschriftswidrigerweise in warmes Wasser eintauchten. Das in dieser Art mit Nitroglyzerin verunreinigte Wasser schütteten sie schließlich unter einen Ofenrost. Es erfolgte eine Explosion, welche sich den auf dem Fußboden herumliegenden, aufgetauten Dynamitpatronen mitteilte und drei Leute schwer verletzte.

Am 26. November 1890 versuchte ein Bergmann in ähnlicher Weise gefrorene Dynamitpatronen durch Eintauchen in einen Eimer mit warmem Wasser aufzutauen, besann sich aber dann auf die richtige Art des Auftauens in einem geeigneten Warmwasserapparat, benutzte indessen zum Anfüllen des Zwischenraumes dieser Vorrichtung das Wasser aus dem Eimer, welches bereits Nitroglyzerin aufgenommen hatte. Ein anderer Arbeiter dem dieser Vorgang unbekannt war, entnahm nach einiger Zeit dasselbe Wasser aus dem Warmwasserapparat, um es von neuem anzuwärmen und setzte den damit gefüllten Topf aufs Feuer. Auch hier erfolgte eine Explosion, welche zwei Mann tötete und einen verletzte.

Am 27. März 1895 trug sich folgendes Ereignis zu. Jemand hatte gefrorene Dynamitpatronen auf noch warme Asche gelegt und einen Anderen mit

1 Vergl. auch B. WEHRHAHN, Chem. Ztg. 1896, 705. — 2 H. KAST, Zeitschr. f. das gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. 1, 225; 1906. — 3 z. B. die Apparate gemäß den D. R. P. Nr. 139494, 143265. — 4 Aus den Annual Reports of H. M. Inspectors of Explosives.

deren Beaufsichtigung betraut. Die plötzlich eintretende Explosion riß dem Manne den Kopf vom Leibe.

Am 15. Februar 1881 kam ein Bergmann auf den Gedanken, gefrorene Dynamitpatronen auf die Weise aufzutauen, daß er je zwei Stück derselben zwischen den Händen gegeneinander rieb. Das schlimme Ende war eine Explosion, welche ihn aufs schwerste verletzte.

Ein anderer Arbeiter wurde am 9. April 1886 dadurch getötet, daß er gefrorenen Dynamit über einer brennenden Kerze zum Auftauen bringen wollte.

Sehr häufig ist es vorgekommen, daß Bergleute ihre gefrorenen Dynamitpatronen in Schüsseln, Tiegeln und dergleichen Geschirr auf den geheizten Ofen setzten. Explosionen waren die fast regelmäßige Folge derartiger unvorsichtiger Handlungsweise. Sogar ein vorschriftsmäßiger Warmwasserapparat kann bei unsachgemäßer Behandlung zu Unfällen Anlaß geben.

In einem Kalksteinbruch bei Bergisch-Gladbach verbrannten plötzlich 20 Dynamitpatronen während des Auftauens in einem Apparate, glücklicherweise ohne daß Explosion eintrat. Die Ursache der anfänglich auffallenden Erscheinung wurde schließlich darin erkannt, daß der innere Blecheinsatz nicht genügend gereinigt und daher mit Nitroglyzerin beschmutzt war, welches sich im Laufe der Zeit bei der wiederholten Erwärmung zersetzt hatte und so auch die Verbrennung der Patronen einleitete.

191. Um diesen Übelständen, welche die Gefrierbarkeit von Nitroglyzerin nach sich zieht, von Grund aus zu begegnen, hat man Zusatzstoffe zum Nitroglyzerin vorgeschlagen, die teils den Gefrierpunkt desselben erniedrigen, teils das Erstarren durch Bildung unterkühlter Lösungen verhindern, mindestens verzögern sollen. Dahin gehören Nitrobenzol,[1] Dinitrotoluol und viele andere nitrierte Kohlenwasserstoffe, die in einer Menge von 5—10% des Nitroglyzerins dessen Gefrierpunkt merklich erniedrigen sollen, ferner Isoamylnitrat,[2] Methyl- und Äthylnitrat,[3] Terpentinöl[4] und viele andere. Größere Zusatzmengen davon zu machen, so daß eine erhebliche Erniedrigung des Gefrierpunktes erzielt wird, verbietet sich aus einer Reihe von praktischen Rücksichten, worunter die Abnahme der Sprengkraft sowie der Initiierungsfähigkeit (Ziffer 16) die Hauptrolle spielen.

Bis zu einem gewissen Grade wird durch sorgfältige Gelatinierung des Nitroglyzerins mit Hilfe dazu geeigneter Nitrozellulose das Gefrieren verhindert, und es erstarren daher gut gelatinierte Präparate, die kein Nitroglyzerin austreten lassen (Nitroglyzerin-Schießpulver) im allgemeinen weit schwerer als ungelatinierte Dynamite (Guhrdynamit usw.).

192. S. Nauckhoff[5] hat sich mit dem Verhalten des Nitroglyzerins beim Abkühlen und den Mitteln zur Erniedrigung seiner Gefriertemperatur näher beschäftigt. Er bestimmte zunächst die Kristallisationsgeschwindigkeit von reinem Nitroglyzerin, dessen Gefrierpunkt zu + 12,3° ermittelt worden war, bei verschieden großer Unterkühlung und fand

Tab. 50. Einfluß der Unterkühlung auf die Kristallisationsgeschwindigkeit von Nitroglyzerin.

Versuchstemperatur °C	Unterkühlung °C	Kristallisationsgeschwindigkeit mm pro Min.
+ 5	7,3	0,145
∓ 0	12,3	0,183
— 4,9	17,2	0,267
— 17	29,3	0,125

[1] Belg. Pat. Nr. 171 291. — [2] D. R. P. Nr. 51022. — [3] Engl. Pat. Nr 4179 vom Jahre 1875. — [4] Belg. Pat. Nr. 145 542. — [5] S. Nauckhoff, Zeitschr. f. angew. Chem. 18, 11, 1905.

Die Versuche wurden mit Hilfe eines in cm geteilten U-Rohres von 3,5 mm lichter Weite ausgeführt; das Rohr wurde in eine Kältemischung eingesetzt und die Geschwindigkeit des Fortschreitens der Grenzfläche zwischen flüssig und fest bestimmt. Die Kristallisationsgeschwindigkeit des Nitroglyzerins war hiernach sehr klein, etwa von der Ordnung derjenigen des Glyzerins, was nach dem Ergebnis besonderer Versuche mit der hohen Viskosität der genannten Substanzen, namentlich in der Kälte, zusammenhängt. Auch die Erstarrungswärme wurde gemessen, um alle Daten für die Berechnung der molekularen Gefrierpunktserniedrigung des Nitroglyzerins in Händen zu haben; sie ergab sich indessen als verhältnismäßig gering (24 Kal.), und wegen der kleinen Kristallisationsgeschwindigkeit war die bei der Erstarrung pro Zeiteinheit abgegebene Wärmemenge so minimal, daß auf eine zuverlässige experimentelle Bestimmung der molekularen Gefrierpunktserniedrigung verzichtet werden mußte. Immerhin wurde die bereits durch die Technik gesammelte Erfahrung bestätigt, daß jeder im Nitroglyzerin lösliche Stoff eine Senkung des Gefrierpunkts bewirkt. Diese ist der Konzentration direkt und dem Molekulargewicht des Zusatzstoffes umgekehrt proportional. Bezeichnet τ die Gefrierpunktserniedrigung, m die Konzentration des gelösten Zusatzstoffes (in g auf 100 g Nitroglyzerin) und M dessen Molekulargewicht, so gilt nach den Versuchen von S. Nauckhoff die Beziehung

$$\tau = 70{,}5 \frac{m}{M} \cdot$$

Die beobachteten oder berechneten Gefrierpunktserniedrigungen waren für die tatsächlich verwendbaren Zusatzstoffe zu Nitroglyzerin sämtlich sehr gering, für 1,3 % Nitrobenzol beispielsweise nur 0,7 °C.

Mehr Erfolg hatten die Bemühungen der Technik, an Stelle von Zusatzstoffen, die den Gefrierpunkt des Nitroglyzerins erniedrigen, solche beizumischen, welche seine Kristallisationsgeschwindigkeit vermindern und den Bestand unterkühlter Lösungen im gewünschten Sinne beeinflussen. Unter denjenigen Substanzen, welche durch Bildung unterkühlter Lösungen das Gefrieren von Nitroglyzerin verzögern, ohne die Sprengkraft erheblich zu beeinträchtigen, wird das Chlordinitroglyzerin genannt[1]; auch andere gemischte Ester des Glyzerins, wie beispielsweise Azetyldinitroglyzerin,[2] sowie nitrierte Polyglyzerine, z. B. Tetranitrodiglyzerin, wirken ähnlich. Es soll auf diesem Wege möglich sein, praktisch ungefrierbare Dynamite zu erzeugen.

193. Nitroglyzerin ist zwar nicht gerade leicht entzündlich, aber doch empfindlich gegen plötzliche Erwärmung, wie schon die häufigen Unfälle bei gewaltsamem Auftauen gefrorener Nitroglyzerinsprengstoffe erkennen lassen. Heftige Schläge, Reibung, überhaupt allzu energische Inanspruchnahme kann Detonation zur Folge haben.

Unter den Explosionsprodukten von Nitroglyzerin findet man nur Kohlensäure, Wasser, Stickstoff und etwas freien Sauerstoff; giftige Gase treten nicht auf, was für die Verwendung in der Technik von Wichtigkeit ist.

Seinen Hauptnutzen gewährt Nitroglyzerin als Bestandteil der gelatinierten Nitroglyzerinpulver, sowie der verschiedenartigen Dynamite. Flüssiges Nitroglyzerin selbst darf nicht in den Verkehr gebracht werden. Um es befördern zu können, hat A. Nobel seinerzeit den Vorschlag gemacht, es in Methylalkohol zu lösen. G. M. Mowbray füllte es in der gleichen Absicht in Blechflaschen und brachte es darin zum Gefrieren; auf diese letztere Art sind in Amerika Hunderttausende von Kilogramm Nitroglyzerin versandt worden, angeblich ohne bemerkenswerte Unfälle.

---

[1] Belg. Pat. Nr. 183454. — [2] Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 21, 1907.

2. Nitrozellulose.

194. Analog der Bildung von Nitroglyzerin aus Glyzerin, entsteht Nitrozellulose durch Einwirkung von Salpetersäure und Schwefelsäure auf zellulosehaltige Substanzen, als da sind Baumwolle, Flachs, Holzfaser, Jute.[1] Das Produkt der Nitrierung ist jedoch nicht in dem Sinne wie Nitroglyzerin eine einheitliche chemische Verbindung; man hat es vielmehr mit einer Stufenfolge von Salpetersäureestern der Zellulose zu tun, deren Merkmale[2] im einzelnen noch keineswegs festliegen. Je nach Konzentration und Zusammensetzung des Säuregemisches treten in den Vordergrund niedrig nitrierte, durch ihre Löslichkeit in Ätheralkohol ausgezeichnete Nitrozellulosen (Kollodiumwolle, Pyrokollodium) oder höher nitrierte, vorzugsweise in Aceton, Essigäther lösliche Nitrozellulosen (Schießbaumwolle, Schießwolle).

Als Erfinder der Nitrozellulose gilt CHR. FR. SCHÖNBEIN in Basel, der im Jahre 1846 auf dem Wege der Behandlung von Watte mit starker Salpetersäure und Schwefelsäure zuerst Schießbaumwolle erhielt.[3] Mit ähnlichen Untersuchungen beschäftigt, gelangte R. BÖTTCHER in Frankfurt am Main in demselben Jahre ebenfalls zu einer explosiblen Baumwolle und vereinigte sich alsbald mit SCHÖNBEIN zu gemeinschaftlicher Verwertung der Erfindung. Die Besitzer des anfänglich geheim gehaltenen Verfahrens zögerten nicht, das neue Schießpräparat dem Deutschen Bunde als ein in jeder Beziehung dem Schwarzpulver überlegenes Treibmittel anzubieten. Unter den vom Deutschen Bunde mit Prüfung der Erfindung betrauten Kommissionsmitgliedern befand sich der österreichische Artillerieoffizier VON LENK, der die Versuche auch dann noch beharrlich fortsetzte, nachdem man zu der Erkenntnis gelangt war, daß die Schießbaumwolle wegen ihrer unzuverlässigen Wirkung und chemischen Veränderlichkeit als Ersatz für Schwarzpulver vorläufig nicht in Frage kommen könne. VON LENK richtete sein Augenmerk auf eine sorgfältigere Reinigung der für die Nitrierung bestimmten Baumwolle, wie nicht minder auf weitgehendes Auswaschen der Säurereste aus der nitrierten Faser; auch versuchte er, die gefahrbringend hohe Verbrennungsgeschwindigkeit der Nitrozellulose durch Zwirnen der Fäden und ähnliche mechanische Mittel herabzusetzen und zu regeln (Ziffer 183). Zwei gewaltige Explosionen VON LENKscher Schießwolle in den Jahren 1862 und 1865 bereiteten indessen allen weiteren Versuchen in Österreich ein vorzeitiges Ende. Inzwischen hatte die englische Regierung von der VON LENKschen Arbeitsweise Kunde bekommen, und wenn es auch FR. ABEL in Woolwich ebensowenig gelang, die Nitrozellulose den Bedürfnissen der Ballistik anzupassen, so fand er doch 1865 in der Zerkleinerung derselben in Mahlholländern mit darauf folgender Verdichtung unter hohem Drucke ein geeignetes Verfahren, um sie dem Sprengwesen dienstbar zu machen.[4] Von Bedeutung für diese Art der Verwendung erwies sich die Entdeckung E. O. BROWNS,[5] daß auch feuchte, gepreßte Schießwolle detonationsfähig ist, sofern man sie mit etwas trockener Schießwolle unter Zuhilfenahme einer Sprengkapsel initiiert (Ziffer 176). Die von FR. SCHÖNBEIN und VON LENK angestrebte Verdrängung des schwarzen Schießpulvers durch Nitrozellulose blieb einer späteren Zeit vorbehalten, nachdem P. VIEILLE im Jahre 1886 die Gelatinierung der Nitrozellulose als Vorbedingung für eine genügende Regelbarkeit ihrer Verbrennungsgeschwindigkeit erkannte (Ziffer 67 und 183) und von anderer Seite auch die Vorgänge bei der Stabilisierung von Nitrozellulose eine Klärung erfahren hatten (Ziffer 207).

Die Erzeugung von Nitrozellulose im großen Maßstabe ist umständlich und verhältnismäßig kostspielig, aber im allgemeinen frei von Explosionsgefahr.

---

[1] O. MÜHLHÄUSER, Dinglers Polyt. Journ. **283**, 88, 137, 1892. — [2] J. M. EDER, Ber. Chem. Ges. **13**, 169, 1880. Vergl. auch G. WOLFRAM, Dinglers Polyt. Journ. **230**, 45, 148, 1878. — [3] Vergl. G. W. A. KAHLBAUM, »CHR. FR. SCHÖNBEIN«, 1901, II, 110. — [4] Engl. Pat. Nr. 1102 vom Jahre 1865. — [5] E. O. BROWN, Mechanic's Magazine 1872, 478.

Sie beginnt mit der Reinigung und mechanischen Lockerung des Zellulose-Rohstoffes, wofür meist, namentlich soweit die hochnitrierte Schießwolle in Frage kommt, Spinnereiabfälle bevorzugt werden. Unmittelbar vor der Behandlung mit dem Salpetersäure-Schwefelsäuregemisch wird die Baumwolle möglichst vollkommen getrocknet. Die Nitrieroperation geschieht zweckmäßig in geschlossenen, mit einem Dunstabzuge versehenen eisernen Zentrifugen. Unter Berücksichtigung des großen Volumens und Saugvermögens lockerer Baumwolle bedarf man zu 1 Gewichtsteil Baumwolle etwa 50 Gewichtsteile Mischsäure. Die Baumwolle wird in kleinen Portionen sofort unter die Säureoberfläche gedrückt und eine halbe Stunde der Einwirkung des Nitrierbades ausgesetzt. Die verbrauchte Säure wird alsdann abgelassen und, soweit sie nicht freiwillig aus der nitrierten Faser abfließt, durch Zentrifugieren entfernt.[1] Hierbei ereignen sich zuweilen, vorzugsweise an heißen Tagen, plötzliche Ausbrennungen, die mit einem Verlust des ganzen Inhaltes der Zentrifuge verknüpft sind. Bei normalem Verlaufe der Nitrieroperation kommt das Nitriergut in kleinen Mengen unter einen scharfen Wasserstrahl, der es nach geräumigen Waschbottichen hinschwemmt. In diesen wird die Nitrozellulose mit Wasser, nötigenfalls unter Zusatz von etwas Soda, säurefrei gewaschen. Früher[2] glaubte man, die nitrierte Baumwolle bedürfe nur einer vollkommenen Auswaschung, um haltbar zu werden. Seitdem man aber die Ursache der Instabilität von Nitrozellulose anderswo sucht, vornehmlich in der gleichzeitigen Bildung fremder, zum Teil ebenfalls nitrierter Substanzen, die auch in Wasser unlöslich sind, aber bei höherer Temperatur viel leichter zerfallen als Nitrozellulose selbst (Ziffer 208), unterzieht man das Nitriergut einer mehrstündigen Behandlung mit kochendem Wasser. Hierdurch werden jene Beimengungen zerstört und bei dem nachfolgenden Waschprozeß herausgeschafft; die gereinigte Nitrozellulose ist nunmehr stabil.[3] Will man gepresste Schießwolle für Sprengzwecke oder rauchloses Pulver herstellen, dann folgt ein Zerkleinerungsverfahren in Mahlholländern, welches die Nitrozellulose in eine dem Papierbrei ähnliche Masse verwandelt. Durch Abschleudern in Zentrifugen bis auf etwa 30 % Wassergehalt gewinnt man daraus eine handliche, versandfähige Ware. Will man schließlich diese trocknen, so bringt man sie in geheizte Trockenkammern oder verdrängt die Feuchtigkeit, indem man Alkohol durch die Faser preßt. 100 Gewichtsteile Baumwolle liefern etwa 160 Gewichtsteile Schießwolle oder 150 Gewichtsteile der weniger hochnitrierten Kollodiumwolle. Erwähnung verdient noch der Umstand, daß man in der Schießwollindustrie Wert darauf legt, die gebrauchte Nitriersäure durch Auffrischung auf die ursprüngliche Zusammensetzung wieder verwendungsfähig zu machen, um die Kosten der an sich nicht billigen Fabrikation möglichst zu vermindern.

Die langstapelige, noch unzerkleinerte Nitrozellulose ist nach Aussehen und Struktur kaum von gewöhnlicher Baumwolle zu unterscheiden. Im polarisierten Lichte hingegen erscheint sie mit mattem orangefarbenen bis blauen Schimmer, je nach ihrem Nitrierungsgrade, während Baumwolle hellleuchtend in allen Regenbogenfarben spielt.[4] Nitrozellulose wird in trockener Luft elektrisch.[5] An feuchter Luft zieht sie etwas Wasser an und zwar merkwürdigerweise in genau umgekehrtem Verhältnis zu ihrem Nitrierungsgrade; Schießwolle von 13 % Stickstoffgehalt adsorbiert demnach um 1 % weniger Feuchtigkeit als Kollodiumwolle von 12 % Stickstoffgehalt (Ziffer 200). Feuchte Nitrozellulose wird leicht von Schimmelpilzen und Bakterien befallen; doch der Verdacht, daß sie hierdurch in ihrer chemischen Beständigkeit geschädigt oder gar eine explosive Zersetzung ausgelöst werden könnte, hat sich bisher nicht als begründet erweisen lassen. Ihr spezifi-

---

1 Siehe auch G. LUNGE, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen **1**, 1, 1906. — 2 Vergl. M. PELOUZE u. M. MAUREY, Ann. chim. phys. [4] **3**, 186, 1864; O. GUTTMANN, Dinglers Polyt. Journ. **249**, 456, 509, 1883. — 3 Vergl. auch R. ROBERTSON, Journ. Soc. Chem. Ind. **25**, 624, 1906. — 4 L. C. DE CHARDONNET, Compt. rend. **106**, 633, 1888; **145**, 115, 1907. — 5 O. GUTTMANN, Dinglers polyt. Journ. **270**, 222, 1888.

auf dem er zu näherer Einsicht in den Zusammenhang zwischen Zusammensetzung der Nitriersäure und Stickstoffgehalt der erzeugten Nitrozellulose zu gelangen hofft. Der Verlauf des Nitrierprozesses hängt wesentlich von dem gegenseitigen Verhältnis von Salpetersäure, Schwefelsäure, Wasser und Zellulose im Nitriergemisch ab. Während der Umwandlung der Zellulose ändert sich das Säuregemisch chemisch in der Richtung, daß sein prozentualer Gehalt an H_2SO_4 und H_2O steigt, während derjenige an HNO_3 abnimmt; physikalisch ändern sich das spezifische Gewicht des Nitriersäuregemisches, der Dampfdruck der jeweilig vorhandenen HNO_3 in dem Gemische, die elektrische Leitfähigkeit desselben und voraussichtlich noch eine Reihe anderer Konstanten. Das Minimum der

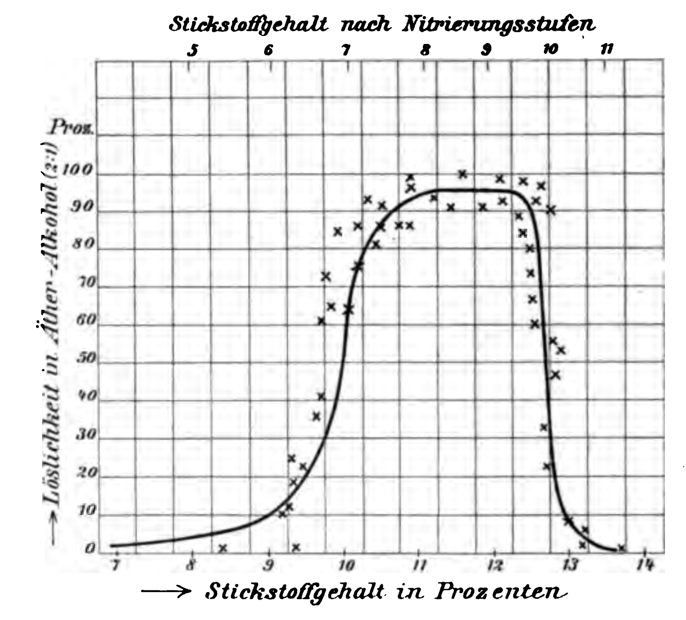


Fig. 41. Beziehung zwischen Stickstoffgehalt der Nitrozellusose und ihrer Löslichkeit in Ätheralkohol.

elektrischen Leitfähigkeit sowie die geringste Änderung des Dampfdruckes der HNO_3 während der Nitrierung treten dann ein, wenn die Säuremischung eine Zusammensetzung von etwa 25 % HNO_3, 65 % H_2SO_4 und 10 % H_2O hat, also einer Zusammensetzung entspricht, welche nach den Versuchen von G. LUNGE und J. BEBIÉ[1] sich am besten zur Erzielung von Nitrozellulose höchsten Stickstoffgehaltes eignen soll.

197. Was die Rolle, welche die Schwefelsäure im Nitriergemisch spielt, anbelangt, so ist man seit den Zeiten CH. F. SCHÖNBEINS geneigt, den Hauptzweck dieses Bestandteils darin zu erblicken, daß er die Konzentration des Salpetersäuremonohydrats und somit auch dessen Wirksamkeit während der Nitrierung auf möglichst hoher Stufe erhält.[2] Diese Anschauung wird unter anderem durch die Tatsache gestützt, daß schon ein geringer Zusatz von Schwefelsäure die Nitrationsfähigkeit der Salpetersäure in bezug auf Zellulose wesentlich erhöht, indem er gestattet, erheblich schwächere Salpetersäure zu verwenden, ohne daß

[1] G. LUNGE und J. BEBIÉ, Zeitschr. f. angew. Chem. **14**, 513. 1901. Vergl. dagegen O. GUTTMANN, Chemische Zeitschr. **1**, 355, 1902. E. BERL und R. KLAYE, Zeitschr. Schieß- u. Sprengstoffwes. **2**, 381, 1907. — [2] J. S. v. ROMOCKI, Geschichte der Explosivstoffe 1896, I, 218; II, 125.

der Stickstoffgehalt der Zellulosenitrate eine Verminderung erleidet. Der höchste mit stärkster Salpetersäure von nahezu 100 % HNO_3 erzielte Gehalt an Stickstoff wird auf höchstens 12,8 % der Nitrozellulose angegeben; bei Gegenwart von stärkster Schwefelsäure ist es dagegen gelungen, auf 13,5 % und mehr Stickstoff zu kommen. In dieser Richtung erweist sich die Schwefelsäure als vertretbar, wenn auch ohne praktischen Vorteil, durch andere stark wasserbindende Substanzen, wie z. B. Phosphorpentoxyd.[1]

Neuere Erfahrungen[2] lassen keinen Zweifel darüber, daß die Beschaffenheit der Zellulosenitrate auch in bezug auf Löslichkeit, Viskosität usw. dem Einflusse der Schwefelsäure unterliegt und daß demnach ihre Wirkung sich weiter erstrecken muß als nur auf Konzentrierung des Salpetersäuremonohydrats. Bekanntlich kann die Schwefelsäure selbst Zelluloseester bilden, die aber in Gegenwart von Salpetersäure und Wasser sofort zerfallen, wobei der Säurerest NO_3 an die Stelle von HSO_4 tritt. Ein derartiger Vorgang wird zwar in der Regel nicht durch die Zusammensetzung des Nitroproduktes nach seinem Stickstoffgehalt nachweisbar sein, wohl aber in gewissen sensibleren Eigenschaften wie Löslichkeit, Viskosität usw. zum Ausdruck gelangen können. Inwiefern dabei Änderungen des Moleküls der Zellulose (Hydratationen usw.) vor sich gehen, steht dahin. Als Anfangsprodukt der gemeinsamen Einwirkung der Säuren ist ferner ein gemischter Nitroschwefelsäureester denkbar von genügender Stabilität, um in der Säuremischung als solcher beständig zu sein und der nachfolgenden Einwirkung von kaltem Wasser zu widerstehen. In diesem Falle würde sich die Bildung der Schwefelsäureester durch direkte Analyse der sorgfältig von Säure befreiten Produkte nachweisen lassen, und in der Tat erhielt man unter besonderen Umständen[3] Nitrozellulosen von bis zu 5 % Gehalt an gebundener H_2SO_4. Unter den üblichen Nitrierbedingungen treten solche wenig stabile Schwefelsäureester entweder überhaupt nicht auf oder werden schon durch die ersten Reinigungsoperationen (Kochen mit Wasser, Extraktion mit Alkohol oder mit verdünntem Azeton usw.) wieder entfernt.

Vergegenwärtigt man sich alle bisherigen Erfahrungen bezüglich Zusammensetzung der Nitriersäure einerseits und Löslichkeit der Zellulosenitrate andrerseits, so kommt man zu der Überzeugung, daß die Funktion der Schwefelsäure keineswegs mit ihrer Bedeutung als wasserbindendes Agens hinreichend genau bezeichnet ist. Die hier obwaltenden Verhältnisse lassen sich allerdings in völlig zufriedenstellender Weise noch nicht wiedergeben; doch gewinnt man erfahrungsmäßig eine genügende Vorstellung davon, wenn man Stickstoffgehalt beziehungsweise Löslichkeit der Nitrozellulosen als abhängige Veränderliche von Salpetersäure-, Schwefelsäure- und Wassergehalt der Nitriersäure behandelt.

198. Über Beziehungen zwischen den Nitrierbedingungen von Zellulose und der inneren Reibung (Zähflüssigkeit, Viskosität) von Lösungen der Nitrozellulose in Ätheralkohol, Azeton, Kampfer, Nitroglyzerin ist wenig in der Literatur vorhanden, ungeachtet der technischen Bedeutung solcher Beziehungen, indem Lösungen von Nitrozellulose die Durchgangsform für ihre Gelatinierung und Überführung in kolloidale Massen (Zelluloid, rauchschwache Pulver usw.) bilden.

Nach G. LUNGE[4] ist die Viskosität der äther-alkoholischen Lösungen von Kollodiumwolle abhängig von dem Wassergehalt der Nitriersäure, und zwar geht innerhalb der durch das vorliegende Versuchsmaterial gesteckten Grenzen der

---

[1] G. LUNGE u. E. WEINTRAUB, Zeitschr. f. angew. Chemie 1901, 513; C. HOITSEMA, ebenda 1898, 173; B. RASSOW u. W. v. BONGÉ, ebenda 1908, 732. — [2] Vergl. u. a. G. LUNGE, a. a. O. Zeitschr. phys. Chem. **59**, 629, 1907; C. KULLGREEN, Zeitschr. gesamt. Schieß-Sprengstoffwes. **3**, 146, 1908. — [3] C. F. CROSS, E. J. BEVAN und R. L. JENKS, Ber. Chem. Ges. **34**, 2496, 1901. — [4] G. LUNGE, Zeitschr. angew. Chem. **19**, 2056, 1906. Vergl. auch M. BRULEY, Mém. Poudr. Salp. VIII, 111, 1895—96; O. GUTTMANN, Schieß- und Sprengmittel 1900, 102; W. WILL, Ber. Chem. Ges. **37**, 288, 1904.

Sinn dieser Beziehung dahin, daß unter sonst gleichen Bedingungen, namentlich gleichbleibender Temperatur und Dauer der Nitrierung, die Viskosität steigt mit fallendem Wassergehalt der Nitriersäure (Tab. 52).

Tab. 52. Einfluß des Wassergehalts der Nitriersäure auf die Viskosität der Nitrozellulose.

Wassergehalt des Nitriergemisches %	Viskosität Sek.
18,05	18,1
16,83	50,5
15,50	278

Der Einfluß höherer Nitriertemperatur äußert sich weniger in einer Beschleunigung des Esterifizierungsvorganges als in der Förderung von Nebenreaktionen, welche die Ausbeute an Nitrozellulose verringern und vermutlich auch deren Molekulargröße vermindern; das gleiche gilt von einer verlängerten Einwirkung des Säuregemisches auf die Nitrozellulose oder Zellulose. Es war anzunehmen, daß die von G. LUNGE angeführte Gesetzmäßigkeit sich nicht allein auf das von ihm bearbeitete Gebiet der Kollodiumwollen, sondern über das ganze Gebiet der nitrierten Zellulosen erstrecke. E. BERL und R. KLAYE,[1] welche auch hoch nitrierte Zellulosen auf ihre Viskosität in 2-prozentiger Azetonlösung untersuchten, gelangen zu dem Ergebnis, das ganz im allgemeinen die Viskosität eine Funktion des Stickstoffgehalts sei (Tab. 53).

Tabelle 53.
Die Viskosität von Nitrozellulose als Funktion des Stickstoffgehalts.

Stickstoffgehalt der Nitrozellulose in %	Viskosität	
	Ausflußzeit Sek.	bezogen auf die der Löseflüssigkeit (Azeton) = 1
9,09	447	14
10,41	1 800	50
12,48	16 227	460
13,02	18 631	530
13,50	322 465	9500

Bemerkenswert ist das starke Ansteigen der Viskosität der Lösungen von Zellulosenitraten in der Stufe von 13,0 % Stickstoff zu solchen von 13,5 % Stickstoffgehalt; es deutet dies auf eine Änderung der Größe des Zellulosemoleküls. Während den höchst nitrierten Zellulosen noch ein ziemlich unzerlegtes Zellulosemolekül zugrunde zu liegen scheint, erleidet letzteres bei Nitrierungen mit verdünnteren Mischsäuren eine Spaltung, die in der stark verminderten inneren Reibung der 2-prozentigen Azetonlösung zum Ausdruck kommt. Dieser Abbau geht besonders energisch vor sich, wenn man die Nitrierung etwa in der Weise bewirkt, daß man die Zellulose erst in Schwefelsäure löst und das Gelöste durch Eingießen in Salpetersäure als Nitroxyloidin[2] wieder ausfällt; die Viskosität dieses Produkts ist so gering (37 Sek.), daß sie sich von der Löseflüssigkeit Azeton selbst kaum noch unterscheidet (35 Sek.). Übrigens können derartige Beziehungen in hohem Grade beeinflußt werden von dem Zellulose-Ausgangs-

---

1 E. BERL und R. KLAYE, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 386, 1907; E. BERL u. W. SMITH, Ber. Chem. Ges. **41**, 1837, 1908. — 2 G. LUNGE u. E. WEINTRAUB, Zeitschr. f. angew. Chem. **12**, 448, 1899.

materiale, indem dieses selbst schon mehr oder weniger stark abgebaut zu sein pflegt. Zu den obengenannten Untersuchungen von E. BERL und R. KLAYE diente eine mit 2-prozentiger Sodalösung entfettete und bis zum Verschwinden der alkalischen Reaktion mit heißem, destilliertem Wasser gewaschene Verbandwatte, also ein Material, welches im Vergleich zu einer nur mechanisch gereinigten und gelockerten Rohbaumwolle selbst schon erhebliche Veränderungen durch chemische Eingriffe erfahren hat.

199. Der Umstand, daß Nitrozellulose vorwiegend für ballistische Zwecke Anwendung findet, wobei auf die Sicherung einer bestimmten Wirkung besonderer Wert gelegt werden muß, hat dazu geführt, auch deren hygroskopische Eigenschaften näher zu verfolgen. Nach C. BEADLE[1] ist die von Nitrozellulose beim Liegen an feuchter Luft aufgenommene Wassermenge dem Stickstoffgehalt der Nitrozellulose umgekehrt proportional, aber direkt proportional der Anzahl ungesättigter Hydroxylgruppen. Es wurde dies aus der Beobachtung gefolgert, daß die Feuchtigkeitsaufnahme in regelmäßiger Beziehung zu der Ausbeute an Nitrozellulose aus einer gegebenen Menge Zellulose stand.

200. W. WILL[2] hat diese Untersuchungen auf breiterer Grundlage fortgeführt und auch das Verhalten der wichtigsten Nitrierungsstufen von Zellulosen verschiedener Art in den Kreis seiner Untersuchungen gezogen. Wurde der Feuchtigkeitszustand der Atmosphäre hoch gehalten (über 90 % Sättigungsgrad), aber dennoch weit genug von der Grenze, bei der schon infolge geringfügiger, fast unvermeidlicher Temperaturschwankungen teilweise Kondensation von Wasser auf der Nitrozellulosefaser erfolgt, dann zeigten sich eine Reihe bemerkenswerter Regelmäßigkeiten zwischen Nitrierungsgrad der Zellulose und deren Feuchtigkeitsaufnahme. Für die in der Technik eine Rolle spielenden Nitrierungsstufen von etwa 13,3 % Stickstoffgehalt bis hinunter zu 9 % ergab sich, wenn das Präparat bei 40° auf Gewichtskonstanz abgetrocknet worden war, als Summe von Stickstoffgehalt und Feuchtigkeitsaufnahme in Prozenten im Mittel die Zahl von 14,6. Dieser Wert erwies sich als unabhängig von der Zelluloseart (Baumwolle, Flachs, Hanf, Jute), welche nitriert worden war, ebenso auch von der Behandlung, welche dem Ausgangsmaterial oder dem fertigen Nitriergut mit Hilfe von Säuren, Bleichmitteln, Alkalien zuteil geworden war. Die Gesetzmäßigkeit, wonach Stickstoffgehalt der Nitrozellulose und ihre Hygroskopizität durch das Gesetz der geraden Linie miteinander verknüpft sind, erwies sich auch für verschiedene Temperaturen (5°, 15°, 25° C) (Fig. 42) als gültig, aber nicht für alle möglichen Sättigungsgrade der Atmosphäre.

Die Theorie der Adsorption[3] scheint auf die hygroskopischen Eigenschaften der Nitrozellulose noch nicht angewendet worden zu sein, obwohl ein solcher Versuch wohl einladend wäre.

201. Wie schon erwähnt (Ziffer 171) bietet gerade die Nitrozellulose hinsichtlich ihrer chemischen Beständigkeit eine Reihe von noch nicht befriedigend gelösten Problemen. Zu den ersten über die chemische Stabilität von Nitrozellulose angestellten systematischen Beobachtungen gehören die von S. DE LUCA[4]. Dieser fand, daß die Zersetzungsgeschwindigkeit einer nicht stabilen Schießbaumwolle mit dem Feuchtigkeitsgrade der Luft steige. Eine Probe solcher nichtstabiler Schießbaumwolle wurde ferner in vier Teile eingeteilt, wovon einer im Dunkeln blieb, der zweite dem zerstreuten Lichte des Laboratoriums, der

---

[1] C. BEADLE, Chem. News **70**, 247, 1894. — [2] W. WILL, Mitteilungen d. Zentralst. f. wissenschaftl.-techn. Untersuchungen, 1904, Heft 4. Die beobachteten Regelmäßigkeiten beziehen sich nicht, wie in der Abhandlung steht, auf mit Feuchtigkeit völlig gesättigte Luft, sondern gelten nur für einen Sättigungsgrad von etwa 90 bis 95 %. — [3] Vergl. Handb. d. angew. physik. Chemie, Bd. 8. A. MÜLLER, Allgem. Chem. d. Kolloide, S. 111 u. f. (1907). W. OSTWALD, Lehrb. d. allgem. Chemie II (3) S. 217 u. f. (1906). Ferner Zeitschr. f. Chemie u. Industr. d. Kolloide, Bd. 1, 2 u. 3. — [4] S. DE LUCA, Compt. rend. **53**, 300, 1861; **59**, 487, 1864.

dritte der unmittelbaren Einwirkung der Sonnenstrahlen ausgesetzt und der vierte im Wasserbade auf etwa 50° C erhitzt wurde. Diesem letzten Teil kam in der Geschwindigkeit der weitergehenden Zersetzung am nächsten der im direkten Sonnenlichte stehende; dann folgte der vom zerstreuten Licht beeinflußte, und der im Dunkeln gebliebene Teil zersetzte sich am langsamsten. Als das energischste Mittel zur Hervorrufung einer chemischen Umsetzung in der Schießbaumwolle erwies sich hiernach die Erwärmung, wobei schon eine mäßige Temperatur (50° C), wie sie in der Praxis unter ungünstigen Umständen entstehen kann, für das in Frage kommende, zweifellos noch sehr unreine Präparat schon verhängnisvoll war.

202. F. Abel[1] glaubte hinlänglichen Grund zu der Annahme zu haben, daß die von S. de Luca und anderen beobachtete starke Geneigtheit mancher Nitrozellulosen zu freiwilliger Zersetzung weniger der Nitrozellulose an sich als den in jeder Schießwolle enthaltenen, der reinen Zellulose beigemengten und mitnitrierten fremden, harzartigen Nebenprodukten zugeschrieben werden müsse. Diese fremden Substanzen könnten durch den gewöhnlichen oder selbst durch einen sehr

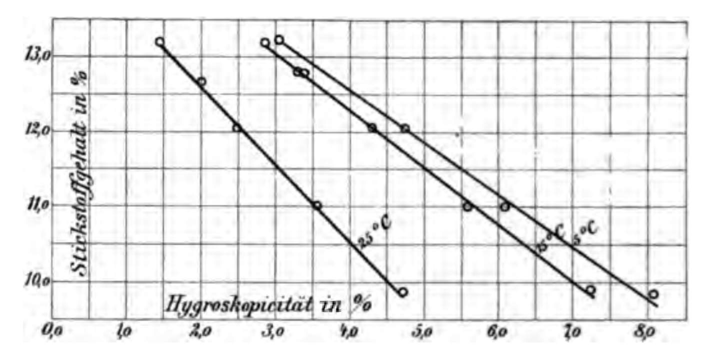


Fig. 42. Beziehung zwischen Stickstoffgehalt der Nitrozellulose und ihrer Hygroskopizität für verschiedene Temperaturen.

sorgfältig ausgeführten Reinigungsprozeß nicht vollständig beseitigt werden.[2] F. Abel schloß Nitrozellulose in einen luftleer gemachten Glasballon ein, der mit einer Barometerröhre in Verbindung stand, und erwärmte sie Monate hindurch auf Temperaturen von 65° C und mehr. Die entwickelte Gasmenge wurde gemessen und etwaige Änderungen im Aussehen der Nitrozellulose vermerkt. Es zeigte sich, daß ganz reine Nitrozellulose dem zersetzenden Einflusse einer längeren Einwirkung höherer, selbst beinahe + 100° C erreichenden Temperaturen in überraschendem Grade widerstehe. F. Abel hob hervor, daß die niederen Nitrierungsstufen der Zellulose (lösliche Schießbaumwolle, Kollodiumwolle), sofern sie rein seien, ebenfalls keine größere Neigung sich zu verändern zeigten als höchstnitrierte Schießwolle, daß demnach das Vorhandensein niederer Nitrierungsstufen von Zellulose in solcher Schießwolle an sich keineswegs die chemische Stabilität derselben zu beeinträchtigen brauche. Ein weiteres Ergebnis dieser Studien über das Verhalten von Nitrozellulose bei höherer Temperatur war die sogenannte Abelsche Testprobe.[3] Sie beruht auf dem Prinzipe des Nachweises der ersten Spuren freiwerdender Stickstoff-Sauerstoffverbindungen mit Hilfe von Jodkaliumpapier oder Jodzinkstärkepapier und wird vorzugsweise in England zur Prüfung von Explosivstoffen auf chemische Stabilität als maßgebende Probe herangezogen.

[1] F. Abel, Phil. Trans. **156**, 269, 1866; Chem. News **15**, 203, 1867. B. Pleus, Abels Untersuchungen über Schießbaumwolle, 1907. — [2] Vergl. auch W. Will und F. Lenze, Ber. Chem. Ges. **31**, 68, 1898. — [3] O. Guttmann, Die Industrie der Explosivstoffe 1895, 655. R. Escales, Die Schießbaumwolle 1905, 178. Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives, 1906, 189.

203. P. Vieille[1] schloß, im Gegensatz zu F. Abel, aus der stufenweise ver-
chiedenen Angreifbarkeit der ungleich hoch nitrierten Zellulosen durch Salzsäure, laß dies Verhalten wahrscheinlich auf eine ungleiche Widerstandsfähigkeit der-
elben überhaupt deute und daß infolgedessen niedrig nitrierte Zellulosen als im llgemeinen weniger stabil anzusehen seien als hochnitrierte. P. Vieille wurde u diesem, von dem Abelschen abweichenden Resultat durch die Beobachtung eführt, daß schon kalte Salzsäure die wenig nitrierte Zellulose angreift, daß hin-
egen Nitrozellulosen mittleren Stickstoffgehalts (Kollodiumwollen) eines Auf-
ochens bedürfen, um von Salzsäure derselben Konzentration zerlegt zu werden, laß aber Nitrozellulosen von 13 und mehr Prozent Stickstoffgehalt (Schießwollen) ndauernd gekocht werden müssen, damit aller Stickstoff als Stickoxyd entweiche. Der hier angenommene Parallelismus bezüglich des zersetzenden Einflusses von Säuren einerseits, von Temperaturerhöhung andererseits auf Nitrozellulose ist später nicht bestätigt worden (Ziffer 208).

204. Ph. Hess[2] hat den Vorschlag gemacht, die bei der allmählichen Zer-
setzung eines Explosivstoffs freiwerdende Wärmemenge als Maß für seine chemische Beständigkeit zu verwerten. Von den verschiedenen Explosivstoffen, deren Stabilität miteinander verglichen werden soll, werden gleiche Mengen unter gleichen Bedingungen einer Temperatur von 70° C ausgesetzt. In dem Innern der Sprengstoffpartien sind Thermometer in gleicher Weise und so angeordnet, laß sie die Temperatur des Explosivstoffes verläßlich anzeigen, während andere Thermometer die Temperatur der Umgebung kontrollieren lassen. Durch Ein-
chluß der Explosivstoffproben in Gefäße von schlechtem Wärmeleitungsvermögen z. B. doppelte Gläser mit Zwischenfüllung aus Kieselguhr) wird dafür gesorgt, daß lie Zersetzungswärme nur möglichst gleichmäßig und langsam nach außen ab-
egeben werden kann, so daß die gemessenen Temperaturen t^1 t^2 t^3 .... den ersetzungszustand der einzelnen Muster widerspiegeln. Zeichnet man Diagramme, obei die beobachteten Zeiten die Abszissen, die Temperaturen t^1 t^2 t^3 .... die)rdinaten bilden, so wird der Zersetzungsvorgang graphisch versinnlicht und die ergleichung der Stabilität verschiedener Explosivstoffe ermöglicht. Begreiflicher-
eise wird ein solcher Vergleich, der sich auf Temperatursteigerungen gründet, ur dann zulässig sein, wenn die freiwerdende Zersetzungswärme tatsächlich in leichem Maße zur Erhöhung der Temperatur der verschiedenen Explosivstoffe erbraucht wird und nicht etwa, was bei ungleichem Feuchtigkeits- oder Gelatinier-
ittelgehalt der Sprengstoffmuster notwendig eintreten muß, in verschiedenem rade, z. B. zur Verdampfung flüchtiger Anteile, aufgezehrt wird.

205. O. Guttmann[3] versuchte, für Schießwolle und eine Reihe von rauch-
hwachen Schießpulvern Beziehungen zwischen Temperaturhöhe und Dauer der rwärmung bis zum Eintritt einer Reaktion auf abgespaltene Stickstoffsauerstoff-
rbindungen festzulegen. Als Indikator benutzte er einen mit Diphenylamin-
lfatlösung befeuchteten Papierstreifen, der in einem Reagensrohr über dem wärmten Sprengstoffe aufgehängt war und sich blauviolett färbte, sobald die ste Spur nitroser Gase frei wurde. Die gefundenen Zeit- und Temperatur-
terschiede ließen sich in eine geometrische Progression von der Form $K + m$, $+ 2m$, $K + 4m$, $K + 8m$, $K + 16m$ .... zusammenfassen, worin K eine onstante bedeutet, welche der Verzögerung des Eintritts der charakteristischen eaktion infolge der schlechten Wärmeleitung und anderer Faktoren Rechnung igt. Eine hohe Konstante K bedeutet nach O. Guttmann, daß der Explosivstoff ter dem Einfluße einer bestimmten Wärmezufuhr langsam in Zersetzung über-
ht, ein hoher Progressionsfaktor m, daß die Zersetzung langsam fortschreitet.

---

[1] P. Vieille, Mém. Poudr. Salp. II, 224, 1884/89. — [2] Ph. Hess, Mitt. Gegenst. Art. niewes. **14**, 92 (Notizen), 1883. — [3] O. Guttmann, Zeitschr. f. angew. Chem. **10**, 233, 5, 1897.

206. C. Hoitsema[1] untersuchte die Frage, ob der infolge von Zersetzung der Nitrozellulose freiwerdende Stickstoff, außer in Form von NO und N, von Anbeginn auch als N_2O_3, NO_2 auftrete, oder ob die Bildung dieser letztgenannten Stickstoffsauerstoffverbindungen mit der Anwesenheit von die Nitrozellulose verunreinigenden Bestandteilen in Verbindung stehe. Gehören diese Stickstoffsauerstoffverbindungen tatsächlich leichter zersetzlichen Bestandteilen an, entstammen sie also nicht einer in ihren verschiedenen Stadien gleichbleibenden Zerlegung der Nitrozellulosemoleküle selbst, so müssen sie früher als die anderen Gase, namentlich als NO entwickelt werden, und es darf letzteres Gas, obwohl es in viel reicheren Mengen auftritt, nicht ebenso früh wie N_2O_3 oder NO_2 bei der beginnenden Zersetzung nachweisbar sein Tatsächlich stellte sich heraus, daß die Entwicklung von NO bei derselben Behandlungsweise erst bei höherer Temperatur merkbar wird als die von anderen Stickstoffsauerstoffverbindungen.[2]

207. Ein tieferer Einblick in die Bedingungen, von denen die chemische Stabilität der Nitrozellulose abhängig ist, wurde gewonnen, als es gelang, den Verlauf einer absichtlich herbeigeführten Zersetzung in zahlenmäßige Beziehung zu dem Lebensgange der Nitrozellulose von der Nitrieroperation an bis zur Fertigstellung des Produkts zu setzen. Indem man systematisch nitrierte und gereinigte Nitrozellulosen in geeigneter Weise auf höhere Temperaturen (z. B. 135° C) erhitzte und die Zersetzungsgeschwindigkeit teils qualitativ, teils quantitativ verfolgte, wurde es möglich, festzustellen, daß in der Tat gesetzmäßige Beziehungen zwischen dem Reinheitsgrade der Nitrozellulose und ihrer Beständigkeit gegenüber höheren Temperaturen obwalten.

Bekanntlich ist jeder Esterifizierungsprozeß eine umkehrbare Reaktion, in der die reagierenden Komponenten ihrem Gleichgewichtszustande zustreben (Ziffer 188). Eine der wichtigsten Stützen für die Anschauung, daß auch dem Nitrierprozesse, wie er sich zwischen Zellulose und Salpeter-Schwefelsäure abspielt, eine umkehrbare Reaktion zugrunde liegt, ist die schon von E. Fromberg[3] festgestellte Tatsache, der »Umnitrierbarkeit« von Nitrozellulose. Anstatt nun, wie üblich, Zellulose (Baumwolle usw.) zu nitrieren, kann man daher auch die Nitrieroperation an bereits fertig gestellter, stabilisierter und feingemahlener Kollodiumwolle vornehmen. Es ergibt sich hieraus der Vorteil, daß Fremdkörper, welche auch der bestgereinigten Zellulose anhaften und die Stabilität des Nitrierprodukts in unkontrollierbarem Grade zu beeinflussen pflegen, ausgeschaltet werden; auch bietet die physikalische Beschaffenheit solcher feingemahlener Nitrozellulose Gewähr für eine gleichmäßige Durchdringung von seiten der Nitriersäure, und schließlich fällt das Bedenken, welches an lokale Überhitzungen bei der üblichen Nitrierungsweise geknüpft ist, fort, da man hier nur mit sehr geringen Temperatursteigerungen zu rechnen hat. Die Prüfung der so gewonnenen Nitrozellulosen mit Hilfe der qualitativen Stabilitätsprobe bei 135° C[4] ließ unzweifelhaft erkennen, daß die Wärmebeständigkeit der Nitrozellulose eine Funktion des Mengenverhältnisses der drei Komponenten Salpetersäure, Schwefelsäure und Wasser in der Nitriersäure ist. Es wurde hiermit der Weg für eine rationellere Art der Herstellung von Schießbaumwolle im Großbetriebe gewiesen.

208. Spätere quantitative Untersuchungen von W. Will,[5] wobei die Stabilität der Nitrozellulose nach der Menge des bei 135° C im Kohlensäurestrom abgespaltenen Stickstoffs (Ziffer 41) beurteilt wurde, haben dies Resultat bestätigt.

---

1 C. Hoitsema, Zeitschr. f. physik. Chem. **27**, 567, 1898. — 2 Vergl. dagegen R. Robertson und S. Napper, Journ. Chem. Soc., London **91**, 764, 1907. — 3 E. Fromberg, Bereitung und Anwendung der Schießbaumwolle und des Kollodions, 1860, 18. Vergl. auch J. M. Eder, Ber. Chem. Ges. **13**, 178, 1880. — 4 R. Escales, Die Schießbaumwolle 1905, 183. — 5 W. Will, Untersuchungen über die Stabilität von Nitrozellulose, Heft II, 1900; Heft III, 1902. O. W. Willcox, Journ. Amer. Chem. Soc. **30**, 271, 1908. Zeitschr. angew. Chem. **21**, 1407, 1908. A. Saposchnikoff. Mém. Poudr. Salp. XIV, 42, 1908.

Baumwolle, wie sie für die Zwecke der Dynamitfabriken hergerichtet wird, wurde mit Salpeter-Schwefelsäure verschiedener Konzentration nitriert, die so gewonnenen Muster Nitrozellulose dann durch Kochen mit Wasser stabilisiert, an Hand der angeführten Stabilitätsprüfung (Ziffer 41) geprüft und folgende Regelmäßigkeiten erkannt:

a) Alle Nitrozellulosen lassen sich in bezug auf ihre Widerstandsfähigkeit gegen Erwärmung auf höhere Temperaturen durch geeignete Behandlung (z. B.

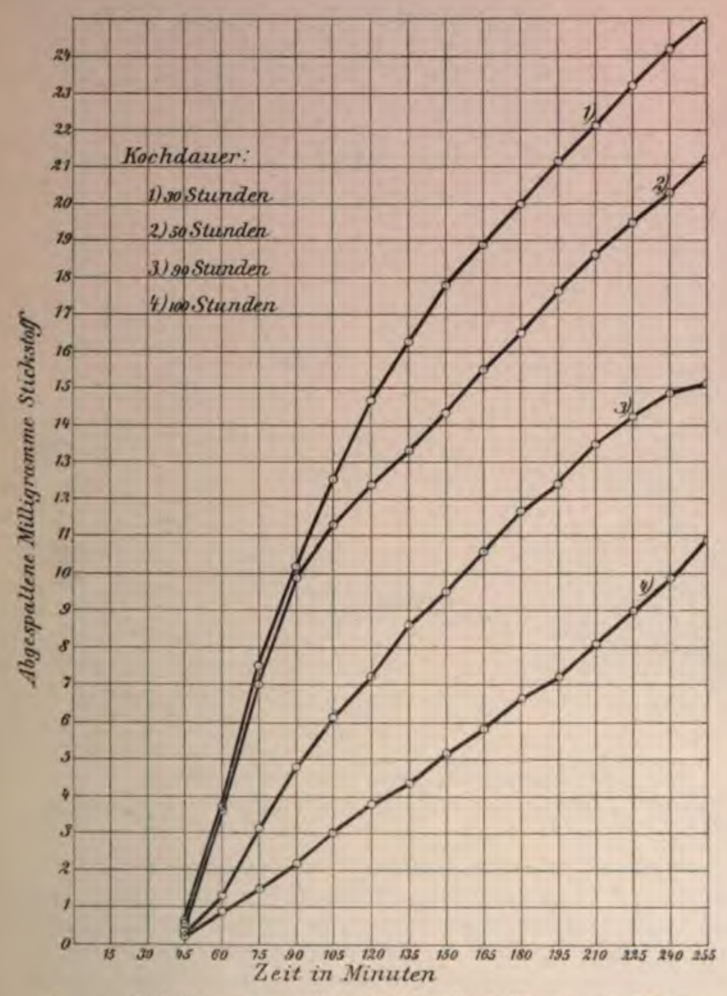


Fig. 43. Stabilisierung von Nitrozellulose durch Kochen mit Wasser.

Kochen mit Wasser) in eine Art von Grenzzustand überführen, worin ihre Zersetzungsgeschwindigkeit, d. h. das Verhältnis von Gewichtsverlust Δm zur Zersetzungszeit Δt, also der Ausdruck $\frac{\Delta m}{\Delta t}$, ein Minimum wird (Fig. 43).

b) Dieses Minimum der Abspaltung ist für die verschiedenen Nitrozellulosen, je nach ihrem Stickstoffgehalte und der Zusammensetzung der Nitriersäure, eine verschiedene aber konstante Größe. Sie ändert sich nicht proportional dem Stickstoffgehalte, sondern derart, daß die höchst nitrierten Stufen der Zellulose etwa

doppelt soviel Stickstoff abspalten als bei einfacher Proportionalität zu erwarten wäre. (Fig. 44, Kurve I bezw. II.)

c) Die zur Erreichung des Minimums der Abspaltung aufzuwendende Arbeit ist für die verschiedenen Nitrozellulosen ungleich groß, aber abhängig in erster Linie von dem Wassergehalt der Nitriersäure und dem Verhältnisse von H_2SO_4 zu HNO_3; sie nimmt ab mit steigendem Wasser- und Salpetersäuregehalt der Nitriersäure. Es erklärt sich hieraus, warum für hochnitrierte Zellulosen im allgemeinen intensive andauernde Kochungen mit Wasser erforderlich sind, um sie in den stabilen Zustand überzuführen, für Nitrierstufen mittleren Grades das Kochen zwar notwendig ist, aber eine viel kürzere Zeitdauer genügt, und schließlich für niedrig nitrierte Zellulosen oft schon ein bloßes kaltes Waschen mit Wasser hinreicht, um sie stabil zu machen.

d) Der Temperaturkoeffizient ist für alle im Minimum der Abspaltung befindlichen Nitrozellulosen der gleiche und zwar etwa 1,9 bis 2,0 für je 5 Grad

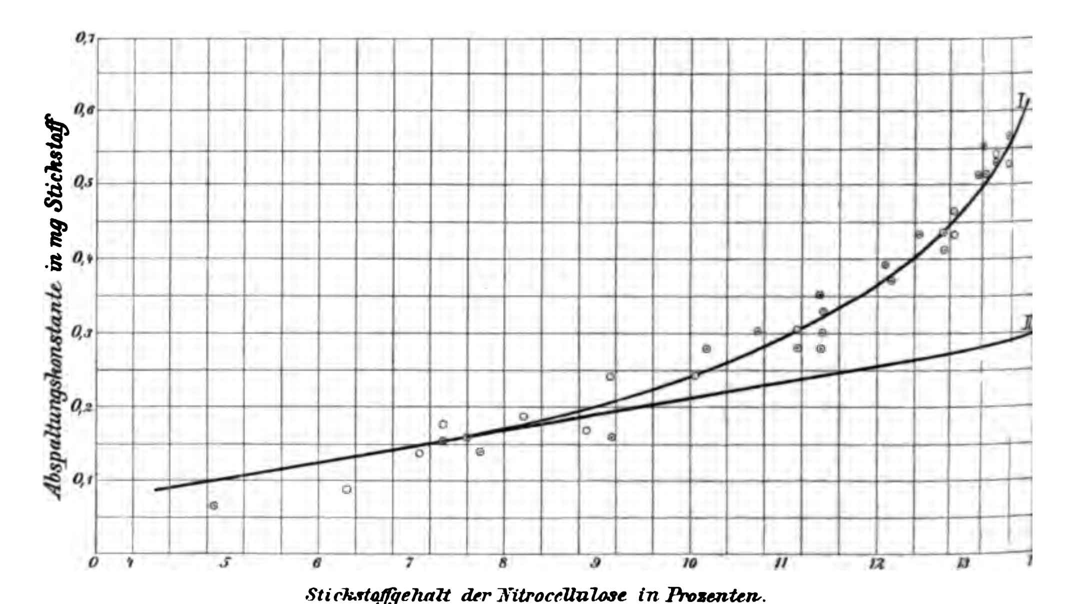


Fig. 44. Minimum der Abspaltung für verschiedene Nitrozellulosen.

Temperaturzuwachs in der Temperaturhöhe von 130 bis 160° C. Man kann hieraus folgern, daß ungeachtet verschieden hoher Abspaltungskonstanten doch alle zuverlässig gereinigten Nitrozellulosen von gleicher chemischer Stabilität sind, einerlei welcher Nitrierungsstufe sie angehören mögen (Ziffer 202).

209. Die chemische Beständigkeit der gelatinierten Nitrozellulose ist merkwürdigerweise nicht selten eine weit geringere als die der ungelatinierten.[1] Da es sich bei der Überführung von loser Nitrozellulose in gelatinierte im wesentlichen um Vorgänge handelt, die die chemische Beschaffenheit der Nitrozellulosefaser unberührt lassen und nur eine physikalische Ummodelung derselben zum Zwecke der Herabsetzung der Verbrennungsgeschwindigkeit, eine Erhöhung der kubischen Dichte und dergleichen bewirken sollen (Ziffer 183), so ist nicht ohne weiteres einzusehen, warum die chemische Stabilität eines aus gelatinierter Nitrozellulose bestehenden rauchschwachen Pulvers nicht einfach der Stabi... grunde liegenden Nitrozellulose entsprechen sollte. Die Erfahrung leh...

[1] Vergl. O. Silberrad und R. C. Farmer, Journ. Soc. Chem. Ind. 25, 96 ... schrift f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. 2, 61, 1907.

ungeachtet sorgfältiger Auswahl der Rohstoffe und gewissenhafter Herstellung der Nitrozellulose, gelatinierte Pulver in verhältnismäßig kurzer Zeit Zersetzung erlitten haben.[1] Die Ursache dieser Erscheinung ist noch nicht aufgeklärt; auch fehlen zurzeit sichere Kennzeichen für die Haltbarkeit des aus einer stabilen Nitrozellulose gefertigten gelatinierten Pulvers. Im allgemeinen können Prüfungsmethoden, welche das Hauptgewicht legen auf die Erkennung und Auswertung charakteristischer Punkte im Verlaufe einer sorgfältig geleiteten, eingreifenden Zersetzung des gelatinierten Pulvers, größeren Anspruch auf relative Zuverlässigkeit erheben als solche Proben, wie der ABEL-Test (Ziffer 202), die ihr Urteil gründen auf die allerersten, oft noch zweifelhaften Spuren einer beginnenden Zersetzung. In dieser Richtung bewegen sich die neueren Prüfungsmethoden für gelatinierte Pulver von J. C. A. SIMON THOMAS,[2] R. ROBERTSON,[3] A. SY[4] u. a. Die Schwierigkeit liegt aber gerade darin, festzulegen, was als ein charakteristisches Merkmal im Verlaufe der Pulverzersetzung anzusehen ist.

Die Explosion auf dem französischen Linienschiff »Jéna« am 12. März 1907 wird auf eine Selbstzündung des Pulvers *B* infolge Zersetzung der Nitrozellulose zurückgeführt.[5] Das in der französischen Marine eingeführte rauchlose Pulver *B* ist ein Nitrozellulosepulver, bestehend in der Hauptsache aus 2 Teilen Schießwolle und 1 Teil Kollodiumwolle, die mit Hilfe von Ätheralkohol gelatiniert sind. Die Entzündung des genannten Pulvers in einer 10-cm-Patronen-Munitionskammer scheint die Explosion der Schwarzpulverkammern sowie die Entzündung und Detonation der übrigen mit Pulver *B* gefüllten Kammern bewirkt zu haben. Der Brand hat sich dann über weite Teile des Schiffes ausgebreitet. Als unmittelbare Ursache der Katastrophe wird in dem Berichte der Senatskommission angegeben, daß die 10-cm-Patronen-Munitionskammer, in der das Pulver *B* sich entzündete, unter einem Dynamomaschinenraum lag, dessen Temperatur stets eine sehr hohe, etwa zwischen 50 und 60° C liegende war. Da man ferner die Kühlanlage der Kammer beseitigt hatte, so kann auch das Pulver eine hohe Temperatur angenommen haben. Überdies soll der Inhalt der Kammer zu 86 % älteres Pulver gewesen sein, dessen chemische Beständigkeit bereits gelegentlich der letzten Revision als zweifelhaft bezeichnet worden war.

3. Nitrierte aromatische Verbindungen.

210. Die im Jahre 1788 von HAUSSMANN entdeckte **Pikrinsäure** $C_6H_2(NO_2)_3 \cdot OH$ wurde als ein besonders echter Farbstoff für Seide und Wolle geschätzt, lange bevor man ihre wertvolle Eigenschaft als sprengkräftige Substanz erkannte. Die Detonationsfähigkeit der Pikrinsäure brachte H. SPRENGEL[6] im Jahre 1873 zur Kenntnis und E. TURPIN[7] hob 1886 den Wert dieser Substanz im geschmolzenen Zustande als Granatfüllung hervor.

Pikrinsäure wird durch Nitrierung aus Karbolsäure gewonnen.

Man erhitzt Karbolsäure und konzentrierte Schwefelsäure zu gleichen Teilen in mit Rührwerk versehenen eisernen Gefäßen mittelst Dampf auf 100 bis 120° C, und sobald die Mischung in wenig kaltem Wasser leicht löslich ist, läßt man sie abkühlen und gibt die zweifache Menge Wasser hinzu. Das Reaktionsprodukt, Phenolsulfonsäure, läßt man zu verdünnter, etwa 60 %iger Salpetersäure, welche sich in Steinzeugtöpfen befindet, hinzufließen. Im Anfange verläuft die Umsetzung sehr stürmisch unter Freiwerden von salpetrigen Dämpfen; sobald sie aber nachläßt, erwärmt man das die Nitrierbehälter umgebende Wasser durch Zuleiten von Dampf. Nach dem Erkalten scheidet sich die Pikrinsäure als kristallinischer Kuchen aus. Sie wird dann durch Zentrifugieren von der Mutterlauge getrennt, mit warmem Wasser gewaschen und nötigenfalls aus heißem Wasser umkristallisiert.

Pikrinsäure bildet glänzendgelbe Blättchen, welche sich etwas in Wasser, leichter in Benzol lösen und die menschliche Haut, wie überhaupt tierische

---

[1] W. WILL, Ber. Chem. Ges. **37**, 268, 1904. E. BRAVETTA, Zeitschr. ges. Schieß-Sprengstoffwes. **3**, 4, 72, 1908. — [2] J. C. A. SIMON THOMAS, Zeitschr. f. angew. Chem. **11**, 1027, 1898. — [3] R. ROBERTSON, Journ. Soc. Chem. Ind. 1902, 819. — [4] A. SY, Journ. Amer. Chem. Soc. 1903, 549. — [5] Marine-Rundschau **18**, 1166, 1907. — [6] H. SPRENGEL, Journ. Chem. Soc. London **26**, 796, 1873. DINGLERS polyt. Journ. **212**, 332, 1874. — [7] E. TURPIN, D.R.-P. Nr. 38734.

Gewebe, intensiv gelb färben. Sie hat einen außerordentlich bitteren Geschmack und ist giftig. Pikrinsäure schmilzt bei 122,5 °C ohne Zersetzung, eine Eigenschaft, von der zur Füllung von Sprenggeschossen Gebrauch gemacht wird. Ihr spezifisches Gewicht erreicht nahezu 1,7, liegt also verhältnismäßig sehr hoch. Angezündet, verbrennt Pikrinsäure langsam mit stark rußender Flamme. Durch vorsichtiges Erhitzen läßt sie sich sublimiren, während plötzliche Erhitzung zur Explosion führen kann. Gegen Reibung, Stoß und Schlag ist sie weit weniger empfindlich als Nitroglyzerin oder Nitrozellulose; doch besitzt sie als Säure die Fähigkeit, mit Metallen oder basischen Substanzen Verbindungen einzugehen, welche, wie das Bleipikrat, durch hohe Sensibilität ausgezeichnet sind (Ziffer 14), leicht explodieren und zugleich als Initialimpuls für die Pikrinsäure selbst eine unerwünschte Rolle spielen können.

Die überaus heftige Pikrinsäureexplosion, welche sich am 30. Mai 1900 in Huddersfield zutrug, konnte mit Sicherheit auf die Mitwirkung explodierender Pikrate zurückgeführt werden. Ein Arbeiter war damit beschäftigt, das undicht gewordene eiserne Dampfzuleitungsrohr der Pikrinsäuretrockenkammer auszubessern. In diesem Raume befanden sich einschließlich der in den beiden anstoßenden, für das Ausschleudern und Verpacken der Pikrinsäure bestimmten Räume, etwa 4600 kg Pikrinsäure. Während der Arbeiter das Dampfrohr mit Hilfe von Meißelschlägen von der Mauer abzuheben versuchte, bemerkte er, wie plötzlich von dem Dampfrohr ein Funke auf die trockene Pikrinsäure übersprang und sie entzündete. Das Feuer griff rasch um sich, und als bald darauf das Dach des Gebäudes einstürzte, erfolgte eine heftige Explosion. Die tiefen Erdauswürfe in den ehemaligen Schleuder- und Verpackräumen ließen erkennen, daß hier eine Detonation stattgefunden hatte, wogegen die im Trockenhause befindliche Pikrinsäure nur einfach abbrannte. Es unterliegt keinem Zweifel, daß der Einsturz des Daches metallische und erdige Bestandteile, namentlich Kalk des Mörtels, mit der brennenden Pikrinsäure in Berührung brachte, daß eine Reaktion stattfand, die zur Bildung von Pikraten führte, welche ihrerseits die Pikrinsäure zur Detonation brachte.[1]

A. Dupré[2] stellte mit Bezug auf die Initialwirkung der Pikrate für Pikrinsäure Versuche an, in denen Pikrinsäure einerseits für sich allein, andererseits in Mischung oder Berührung mit Eisen, Ätzkalk, Kreide in größeren Mengen verbrannt wurde. Im allgemeinen erfolgte bei der gewählten Versuchsanordnung nur einfaches Abbrennen. Sobald aber die Verbindung zwischen Pikrinsäure und einer Base bei verhältnismäßig niedriger Temperatur bewirkt wurde und dann die Temperatur plötzlich anstieg, traten Explosionen von größerer oder geringerer Heftigkeit in der Gesamtmasse ein.

Infolge ihres ausgesprochenen Säurecharakters[3] ist Pikrinsäure auch imstande, bei Gegenwart von Feuchtigkeit Nitroglyzerin, Nitrozellulose, ja sogar Kalisalpeter zu zerlegen und Salpetersäure in Freiheit zu setzen.[4] Aus diesem Grunde ist das Melinit in seiner ursprünglichen Zusammensetzung aus Pikrinsäure und Kollodiumwolle[5] schon nach kurzem Bestehen wieder vom Schauplatz verschwunden.

Von den Salzen der Pikrinsäure hat Ammoniumpikrat in der Ballistik Anwendung gefunden.

Die Explosionsprodukte der Pikrinsäure (Ziffer 128) stimmen nahezu mit denen von Nitrozellulose überein.

---

1 Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1900, 37. Spezial Report Nr. 139. — 2 A. Dupré, Special Report Nr. 139, Appendix 2 to Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1900, 23. Mém. Poudr. Salp. XI., Teil 2, 92. — 3 Nach der elektrischen Leitfähigkeit gehört Pikrinsäure zu den stärksten Säuren. W. Ostwald, Zeitschr. f. physik. Chem. 1, 77 (1887). — 4 M. Berthelot, Sur la force des matières explosives 1883, II, 249. — 5 E. Turpin, D. R. P. Nr. 38734 vom Jahre 1886.

Den vorbehandelten Salpetersäureestern Nitroglyzerin und Nitrozellulose gegenüber ist die Pikrinsäure als echter Nitrokörper in Hinsicht auf chemische Stabilität und die große Sicherheit, welche sie gegen zufällige Explosion bietet, weit überlegen, während sie ihnen in bezug auf brisante Wirkung nicht nachsteht.

Pikrinsäure dient zu Sprengpatronen und, im geschmolzenen Zustande, als Granatfüllung; sie bildet den Hauptbestandteil des französischen Melinit, des englischen Lyddit, der japanischen Schimose. Auch die ihr nahe verwandte Kresylsäure wird für ähnliche Zwecke benutzt.

Für die Beförderung von Pikrinsäure, welche in mit Papier ausgekleidete, dicht schließende Holzkisten verpackt wird, ist Ausschluß von Metallen, namentlich von Blei, wesentliches Erfordernis.

211. Als ein immer mehr hervortretendes Glied in der Reihe von Explosivstoffen, welche den allmählichen Übergang der Technik von sensiblen, leicht explosionsfähigen Substanzen wie Nitroglyzerin zu widerstandsfähigeren, nur schwierig detonierbaren wie Ammoniumnitrat kennzeichnen, verdient auch das Trinitrotoluol $C_6H_2 \cdot CH_3(NO_2)_3$ Erwähnung. Es ist bereits Bestandteil vieler Sprengstoffe und soll auch für sich allein im gepreßten oder geschmolzenen Zustande als Granatfüllung Verwendung finden können.[1]

Zur Gewinnung von Trinitrotoluol[2] arbeitet man zweckmäßig in mehreren Stufen, indem man das als erstes Umwandlungsprodukt leicht darstellbare Mononitrotoluol mit Salpeterschwefelsäure in der Wärme behandelt, wodurch es in Dinitrotoluol übergeht, und letzteres in schwefelsaurer Lösung mit starker Salpetersäure weiter nitriert. Man erhält auf 100 Teile Dinitroluol 90—95 Teile Trinitrotoluol in zwar noch nicht ganz reiner, aber technisch verwendbarer Form als großstrahlig kristallinische Masse von 77--79° C Schmelzpunkt.

Reines Trinitrotoluol ist von hellgelber Farbe, die am Lichte bis ins Tiefbraune nachdunkelt. Es löst sich nur wenig in Wasser, besser in Alkohol, mit größter Leichtigkeit aber und unter Temperaturerniedrigung in Benzol. Ähnlich wie Pikrinsäure, wenngleich nicht so ausgeprägt, färbt es die menschliche Haut gelb, ist geruchlos und besitzt keinen hervorstechenden bitteren Geschmack. Reines Trinitrotoluol schmilzt bei 81,5° C unter erheblicher Volumvergrößerung ohne Zersetzung. Das spezifische Gewicht der aus Alkohol umkristallisierten, scharf getrockneten Substanz beträgt 1,70, stimmt also mit demjenigen von Pikrinsäure überein. Abweichend von der Pikrinsäure bildet Trinitrotoluol mit Metalloxyden keine explosiblen Salze, ein Verhalten, welches seine Verwendungsfähigkeit und Handhabung wesentlich erleichtert.

Beim Erhitzen entzündet sich Trinitrotoluol und verbrennt rasch mit stark rußender Flamme. Explosionsartige Erscheinungen hat man bei derartigen Versuchen kleinen Maßstabes noch nicht beobachtet; doch spricht die nahe Verwandtschaft von Trinitrotoluol zu Pikrinsäure für ein ähnliches Verhalten bei plötzlicher Erhitzung großer Mengen. Gegen Reibung, Stoß und Schlag ist Trinitrotoluol wenig empfindlich, wird aber durch kräftige Sprengkapseln zu voller Detonation gebracht. Dementsprechend ist auch Trinitrotoluol als Frachtgut unter wenig einschränkenden Bedingungen zum Eisenbahntransport zugelassen.

Bezüglich der Zusammensetzung seiner Explosionsgase schließt sich Trinitrotoluol der niedrig nitrierten Zellulose und Pikrinsäure an.

4. Guhrdynamit.

212. Obwohl das Nitroglyzerin unter der Bezeichnung »Sprengöl« willige Aufnahme in die Sprengtechnik fand, so bildete doch seine flüssige Beschaffenheit, die dadurch bedingte Unbequemlichkeit und Gefahr bei Handhabung und

---

[1] J. RUDELOFF, Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwes. **2**, 4, 1907. R. ESCALES ebenda **3**, 21, 1908. — [2] C. HÄUSSERMANN, Zeitschr. f. angew. Chem. **4**, 508, 661, 1891.

Transport ein ernstes Hindernis für ausgedehntere Verwendung desselben. Seit dem Jahre 1863 war daher A. NOBEL bemüht, Nitroglyzerin durch Vermengung mit festen, porösen Körpern, wie Schwarzpulver, Kohle, Papierbrei, in eine Form zu bringen, in welcher es zu gefahrlos zu handhabenden Patronen verarbeitet werden könne. Durch Zufall soll das ausgezeichnete Aufsaugevermögen von Kieselguhr für Nitroglyzerin entdeckt worden sein, als nämlich bei einer Verfrachtung flüssigen Nitroglyzerins in Blechkannen eine davon undicht wurde und das ausfließende Nitroglyzerin von der einhüllenden Kieselguhr aufs vollständigste aufgenommen wurde. A. NOBEL[1] nannte die aus Nitroglyzerin mit Kieselguhr hergestellte Masse »Dynamit«, und diese Bezeichnung ist seitdem üblich geworden für alle Sprengmittel aus Nitroglyzerin und irgend einem Aufsaugstoff, der jenes am Abtropfen verhindert.

Um Kieselguhrdynamit herzustellen, werden Nitroglyzerin und Kieselguhr in dem gewünschten Verhältnis miteinander gemischt, und zwar nimmt man für den gebräuchlichsten, den 75-prozentigen Guhrdynamit, 3 Teile Nitroglyzerin auf 1 Teil Kieselguhr. Dies Gemenge muß die Konsistenz von Brotkrume annehmen, nachdem es wiederholt durch Drahtsiebe gerieben ist, wodurch auch größere Gleichmäßigkeit der Mischung erzielt wird. Die so vorbereitete Masse kommt in die Patronenpresse und verläßt sie in Gestalt von Würsten von etwa 10 cm Länge bei in der Regel 19 mm Durchmesser, die sofort in Paraffin- oder Pergamentpapier eingewickelt werden.

Guhrdynamit ist eine geruchlose, gelbe bis braune, plastische Masse von 1,5—1,7 spezifischem Gewicht. Am Feuer entzündet, brennt er mit lebhafter, leuchtender Flamme ab; bei größeren Mengen, wie auch unter Einschluß, steigert sich die Verbrennung leicht bis zur Explosion, wie folgendes Vorkommnis beweist.

Am 3. November 1893 kam der spanische Dampfer Cabo Machichaco in dem Hafen Santander an mit einer Ladung von etwa 2000 Tonnen Eisen, 1810 Kisten Dynamit, vielen Kisten Petroleum, Säcken mit Mehl und anderer Handelsware. Bevor das Schiff am Quai anlegte, entdeckte man an Bord desselben ein Feuer, und, entgegen der Vorschrift, wurde es dem Lande noch weiter genähert. Dreißig Kisten Dynamit wurden schleunigst entladen und in Sicherheit gebracht. Der kaufmännische Vertreter behauptete auf Anfrage, daß kein weiteres Dynamit an Bord befindlich sei. Die Feuersbrunst auf dem Schiffe nahm inzwischen rasch zu, und auf dem Quai sammelte sich eine große Zuschauermenge, um das ungewöhnliche Schauspiel eines brennenden Schiffes zu betrachten. Etwa $2^1/_2$ Stunden nachdem das Feuer entdeckt worden war, erfolgte eine fürchterliche Explosion, wobei Eisenteile nach allen Richtungen und mit solcher Wirkung umhergeschleudert wurden, daß 510 Personen sofort getötet und etwa 1000 mehr oder weniger schwer verwundet wurden, abgesehen von dem schweren Schaden an den umgebenden Gebäuden.[2]

In bezug auf Empfindlichkeit gegen Stoß und Reibung verhält sich Guhrdynamit nicht erheblich günstiger als Nitroglyzerin selbst und teilt auch sonst dessen Eigenschaften, unter anderem die leichte Gefrierbarkeit, welche den Guhrdynamit eines seiner besten Vorzüge, der Plastizität und Schmiegsamkeit an die Bohrlochswandung, beraubt und ferner dessen gute Initiierbarkeit in Frage stellt. Feuchtigkeit ist dem Guhrdynamit schädlich, da sie das Nitroglyzerin verdrängt und in Freiheit setzt; für nasse Bohrlöcher muß man deswegen von der Verwendung des Guhrdynamits absehen. Die Bedeutung dieses Sprengmittels hat überhaupt sehr nachgelassen, seitdem die leistungsfähigeren gelatinierten Dynamite (Ziffer 214) auf fast allen Gebieten der Sprengtechnik die Vorherrschaft gewonnen haben.

---

1 Engl. Pat. Nr. 1345 vom Jahre 1867. — 2 Annual Report of H. M. Inspectors of Explosives 1893, 55.

Der Frachtverkehr mit Guhrdynamit wie auch dynamitartigen Sprengmitteln im allgemeinen erheischt die Innehaltung sehr weitgehender Vorschriften.

Die Patronen sind durch eine feste Umhüllung von Papier in Pakete zu vereinigen; die Pakete sind in hölzerne, haltbare und dem Gewichte des Inhalts (meist 25 kg in 10 Paketen) entsprechend starke Kisten oder Tonnen, deren Fugen so gedichtet sind, daß ein Ausstreuen nicht stattfinden kann, und welche mit eisernen Reifen oder Bändern versehen sind, fest zu verpacken. Die Behälter, deren Bruttogewicht 35 kg nicht übersteigen darf, müssen mit der Aufschrift »Dynamitpatronen« versehen sein, sowie Angabe des Inhalts und Fabriksmarke tragen.

Auch die Gesetzgebung hat dem Guhrdynamit, als dem Vertreter aller brisanten Substanzen, besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Als im Anfange der achtziger Jahre des 19. Jahrhunderts die anarchistischen Dynamitattentate in Belgien, England und schließlich auch in Deutschland um sich griffen, entschloß sich die deutsche Gesetzgebung, dem gemeingefährlichen Treiben mit Dynamit und ähnlichen Sprengmitteln durch gewerbepolizeiliche und strafrechtliche Bestimmungen entgegenzutreten. Das Ergebnis war das Gesetz vom 9. Juni 1884 »gegen den verbrecherischen und gemeingefährlichen Gebrauch von Sprengstoffen«. Wer sich mit der Herstellung oder dem Vertriebe von Sprengstoffen befaßt, hat nach diesem Gesetze ein Register zu führen, aus welchem die Mengen der hergestellten, aus dem Auslande eingeführten oder sonst zum Zwecke des Vertriebes angeschafften Sprengstoffe sowie die Bezugsquellen und der Verbleib derselben ersichtlich sein müssen. Wer dieser Vorschrift entgegen es unternimmt, ohne polizeiliche Ermächtigung Sprengstoffe herzustellen, vom Auslande einzuführen, feilzuhalten, zu verkaufen oder sonst an andere zu überlassen, oder wer im Besitze derartiger Stoffe betroffen wird, ohne polizeiliche Erlaubnis hierzu nachweisen zu können, wird mit Gefängnis von 3 Monaten bis zu 2 Jahren bestraft.

5. Sprenggelatine.

213. In Verfolg seiner Versuche, für Nitroglyzerin ein geeigneteres Aufsaugmittel als Kieselguhr zu finden, machte A. NOBEL[1] 1875 die Entdeckung, daß schon geringe Mengen einer auf bestimmte Weise gewonnenen Kollodiumwolle genügen, um das flüssige Nitroglyzerin in eine Masse von gelatineartiger Beschaffenheit überzuführen, welche weit kräftiger als Guhrdynamit wirkt, nicht unvergaste Rückstände läßt und kein Nitroglyzerin an Feuchtigkeit abgibt. Dies Präparat war die »Sprenggelatine«.

Die Sprenggelatine besteht aus 90—93 % Nitroglyzerin und 7—10 % einer besonderen Art Kollodiumwolle, welche beide unter Erwärmen und Umrühren zu einem homogenen, durchsichtigen und elastischen Gummi vereinigt sind.

Eine Vorstellung von dem wechselseitigen Zustande der genannten Bestandteile, Nitroglyzerin und Nitrozellulose, kann man sich verschaffen, indem man auf dem Wasserbade 0,2 g Agar-Agar in 7,8 g Glyzerin auflöst, gut durchrührt und erkalten läßt. Man erhält eine gelatinöse, in der Wärme fadenziehende, in der Kälte elastische Masse, deren äußeres Ansehen vollkommen dem der Sprenggelatine gleicht und wahrscheinlich auch beide Komponenten in derselben Art gebunden zeigt, welche in der Sprenggelatine vorliegt. Es handelt sich vermutlich um einen Lösungsvorgang, nicht etwa um eine bloße Quellung, wofür in erster Linie der Umstand spricht, daß das Gebiet der für den vorliegenden Zweck brauchbaren Kollodiumwollen ein sehr eng umschriebenes ist.

Sprenggelatine ist eines der kräftigsten Sprengmittel und deshalb zur Bewältigung sehr fester, zäher Widerstände besonders geeignet. Gegen Stoß und

[1] Engl. Pat. Nr. 4179.

Reibung ist die gelatinöse Masse beträchtlich weniger empfindlich als Guhrdynamit; ein Zusatz von wenigen Prozenten Kampfer kann sogar fast völlige Unempfindlichkeit bewirken (Ziffer 16). Die Explosionsprodukte der Sprenggelatine enthalten nur Kohlensäure und Wasser. Auch dieses Sprengmittel hat, ebenso wie Guhrdynamit, den gelatinierten Dynamiten neuerer Art weichen müssen, namentlich im Bergbau, da es wegen seiner federnden Beschaffenheit den Bohrlochsraum nicht gut ausfüllt und überdies in unerwünschter Weise zermalmend wirkt. Die eigenartige Bindungsform zwischen Nitroglyzerin und Nitrozellulose, welche die Sprenggelatine kennzeichnet, kehrt aber auch in den gelatinierten Dynamiten neuerer Zusammensetzung wieder.

6. Gelatinedynamit.

214. Von sämtlichen Nitroglyzerin-Sprengmitteln ist der Gelatinedynamit mit seinen Abarten gegenwärtig das wichtigste. Die bequeme Handhabung, gute Arbeitsleistung, fast überall gleich vorteilhafte Verwendung und nicht zum wenigsten Billigkeit haben dem Gelatinedynamit diesen Vorzug verschafft.

Die Zusammensetzung des Gelatinedynamits ist eine in weiten Grenzen schwankende, und ebenso sind auch dessen Konsistenz und Plastizität, den jeweiligen Zwecken angepaßt. Ein viel gebrauchter Gelatinedynamit besteht aus:

62,5 % Nitroglyzerin } miteinander durch Gelatinierung verbunden.
2,5 % Kollodiumwolle }
25,5 % Natronsalpeter
8,7 % Mehl
0,8 % Soda.

Manche Gelatinedynamite enthalten an Stelle von Natronsalpeter Kalisalpeter (englische Gelignite). Auch Ammonsalpeter kommt darin vor, so in der Ammonsprenggelatine:

40—50 % gelatiniertes Nitroglyzerin
46—55 % Ammonsalpeter
3,5— 5 % Mehl
0,5 % Soda.

Zur Herstellung von Gelatinedynamit wird zunächst Nitroglyzerin mit der erforderlichen Menge Kollodiumwolle und dann noch mit dem Zumischpulver, welches eine innige Mischung der übrigen Bestandteile darstellt, in Knetmaschinen sorgfältig durchgearbeitet. Die Patronierung erfolgt in gleicher Weise wie bei Guhrdynamit. Da Gelatinedynamit, vorzugsweise solcher, welcher hygroskopische Salpeterarten enthält, gegen Feuchtigkeit nicht unempfindlich ist, so kommt er sofort in eine wasserdichte Umhüllung aus paraffiniertem Papier.

7. Sprengpulver.

215. Die erste sichere Nachricht über die Verwendung eines Sprengmittels im Bergbau findet sich nach O. GUTTMANN[1] im Protokolle des Schemnitzer Berggerichtsbuches vom 8. Februar 1627, wonach ein Tiroler, namens Kaspar Weindl, an diesem Tage die erste Sprengung im Ober-Biberstollen in Ungarn durchgeführt hat. Im Jahre 1632 wurde sodann die Sprengarbeit bei Clausthal, 1645 bei Freiberg und seit 1670 auch in außerdeutschen Ländern eingeführt. Zwei Jahrhunderte hindurch blieb Schwarzpulver das einzige Sprengmittel, bis die Neuzeit in rascher Folge Nitroglyzerin, Schießbaumwolle, Pikrinsäure zur Geltung brachte und das Schwarzpulver immer weiter in eine untergeordnete Rolle zurückdrängte.

Sprengpulver enthält weniger Salpeter und dafür mehr Kohle als schwarzes Schießpulver; seine Zusammensetzung ist 65—75 % Kalisalpeter, 10—15 %

1 O. GUTTMANN, Schieß- und Sprengmittel 1900, 6.

Schwefel und 15—20 % Kohle. Aus wirtschaftlicher Rücksicht wird auch an Stelle von Kalisalpeter der billigere Natronsalpeter verwendet, so im Sprengsalpeter, Petroklastit, Bobbinit und ähnlichen Abarten von Sprengpulver.

8. Chloratpulver.

216. Von weiteren Ersatzmitteln für Schwarzpulver mögen erwähnt sein die Chloratpulver, welche, an Stelle von Kalisalpeter, Kaliumchlorat enthalten, beispielsweise Rackarock. Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit gegen Stoß und Reibung fanden diese Sprengmittel bisher wenig Beachtung; in neuester Zeit ist ihnen aber der Umstand zugute gekommen, daß Chlorate sowie auch Perchlorate auf dem Wege elektrochemischer Gewinnung[1] leicht zugängliche Substanzen geworden sind. Durch Behandlung geeigneter Chloratmischungen mit fetten Ölen ist es überdies auch gelungen, ihre Empfindlichkeit gegen Reibung abzuschwächen.

Die nach dem STREETschen Verfahren[2] hergestellten Sprengstoffe bestehen im wesentlichen aus chlorsaurem Kali, innig gemischt mit aromatischen Nitroderivaten unter Mitwirkung pflanzlicher oder tierischer Öle. Die Nitrokörper werden zunächst in dem Öle unter Erwärmen aufgelöst und mit dieser noch warmen Lösung das fein gepulverte Chlorat innig vermengt, bis Abkühlung eingetreten ist. Jedes Choratkörnchen überzieht sich dabei mit einer geschmeidigen Hülle, welche sich durch die Fähigkeit auszeichnet, die den Choratmischungen im allgemeinen zukommende Empfindlichkeit gegen mechanische, chemische und thermische Einflüsse in praktisch ausreichender Weise abzuschwächen. Der fertige Sprengstoff stellt eine pulverige, nicht staubende, gelbe Masse dar, die durch schwachen Druck zu einer zusammenhaftenden, etwas plastischen Patrone vereinigt werden kann.

Während Sprengstoffe, welche chlorsaure Salze enthalten, ehemals vom Transport ausgeschlossen waren, sind sie neuerdings unter gewissen Bedingungen zum Eisenbahnverkehr zugelassen worden.

9. Sicherheitssprengstoffe.

217. Die Bemühungen zur Beseitigung der durch Schlagwetter hervorgerufenen Massenunfälle waren anfänglich, als der Gebrauch von Sprengstoff beim Abbau der Kohle nur vereinzelt vorkam, lediglich auf eine ausgiebige Ventilation der Grube gerichtet, um etwa sich ansammelnde entflammbare Gasgemische unschädlich zu machen. Als an Stelle des offenen Grubenlichtes die im Jahre 1816 von H. DAVY empfohlene Sicherheitslampe, deren Wirksamkeit bekanntlich darauf beruht, daß Flammen engmaschige Drahtgewebe nicht leicht durchdringen, in Aufnahme kam, glaubte man sogar jeglicher Schlagwettergefahr nunmehr überhoben zu sein. Es stellte sich indessen bei zunehmender Schießarbeit mit Sprengmitteln heraus, daß auch diese Betriebsweise zu den in Frage kommenden Ursachen gehöre, und man versuchte in der Folge allerlei Vorrichtungen, um den hieraus entspringenden Gefahren zu begegnen und die Sicherheit bei Verwendung von Sprengstoffen im Bergbaue zu erhöhen.

Der Engländer J. MACNAB schlug im Jahre 1876 vor, zur Löschung der Explosionsflamme bei Schwarzpulverschüssen eine Wasserpatrone als Besatz, anstatt des üblichen Letten, auf die Ladung zu bringen. M. SETTLE vervollkommnete die Form der Wasserpatrone in der Richtung, daß er die eigentliche Sprengpatrone ganz und gar in einem weiteren Wassersack unterbrachte derart, daß der Explosionsdruck nur unter Vermittelung des Wassers gleichmäßig nach allen Seiten auf das Gestein oder die Kohle übertragen wurde. Weitere Versuche

---

[1] Vergl. Handb. d. angew. physikal. Chemie Bd. 1: F. FOERSTER, Elektrochemie wäss. Lösungen 1905 S. 382. — [2] D. R. P. Nr. 100522 vom Jahre 1897. Zeitschr. f. d. gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen 1, 125; 1906.

gingen darauf hinaus, als einen die Explosionsflamme löschenden Besatz kristallwasserhaltige Salze, z. B. Kristallsoda, zu benutzen. Man war der Meinung, daß solche Salze durch die Hitze der Flamme sich entwässern und die Flamme abkühlen würden. Von der Überlegung, Salze mit Kristallwasser als Besatz anzuwenden, bis zu dem Gedanken, sie dem Sprengmittel selbst einzuverleiben, um die Temperatur der Explosionsflamme schon bei ihrem Entstehen zu mäßigen, war ein kurzer Sprung; es entstanden auf diese Weise seit 1887 die »Wetterdynamite«.[1]

Die Statistik läßt erkennen, daß infolge der getroffenen Sicherheitsmaßnahmen die Zahl der tödlichen Verunglückungen durch Schlagwetterexplosionen in ständigem Rückgange begriffen ist.

Tab. 54. Statistik der Schlagwetterunfälle.

Auf je 10000 Arbeiter verunglückten in Belgien anläßlich von Schlagwetterexplosionen tödlich:

im Jahrzehnt	1831—40	9,65
	1841—50	7,64
	1851—60	4,28
	1861—70	3,44
	1871—80	4,87
	1881—90	3,64
	1891—1900	2,08
in den Jahren	1901—1904	0,39.

Von den Schlagwetterexplosionen waren verschuldet:

	durch die Sicherheitslampe	durch die Sprengarbeit
1821—50	58%	22%
1851—80	52%	37%
1881—90	28%	64%

Während früher die Schlagwetterexplosionen in der Mehrzahl auf den nicht ordnungsmäßigen Gebrauch der Sicherheitslampen zurückzuführen waren und die Sprengarbeit nur in geringem Grade in Betracht kam, hat sich dies Verhältnis allmählich geändert. Nach 1890 hat sich dagegen das Bild wieder zugunsten der Sprengarbeit verschoben, so daß im Jahrzehnt 1891—1900 von den auf je 10000 beschäftigten Arbeitern vorgekommenen 2,08 tödlichen Verunglückungen 1,03 auf Schlagwetterexplosionen entfallen, welche durch die Lampen, und nur [illegible] auf Explosionen, die durch die Sprengarbeit verschuldet waren.

218. Als Sicherheitssprengstoffe bezeichnet man gegenwärtig feste oder plastische explosible Gemenge, welche einen hinreichenden Grad von Schlagwettersicherheit besitzen. Sie sind vielfach auch durch große Sicherheit in der Handhabung ausgezeichnet, da sie kräftiger Initialimpulse bedürfen, um überhaupt eine explosive Umsetzung einzugehen.

Die nähere Betrachtung der Sicherheitssprengstoffe erfolgt zweckmäßig in drei zusammenfassenden Gruppen, entsprechend ihrer verschiedenen Zusammensetzung, unter den Sammelnamen der: a) Ammonite, b) Karbonite, c) Wetterdynamite. Naturgemäß sind auch Übergangstypen zu verzeichnen.

a) *Die Ammonite.*

219. Die Ammonite oder Ammonsalpetersprengstoffe im engeren Sinne bestehen in der Hauptsache, zu etwa 70 bis 95%, aus Ammonsalpeter und enthalten [illegible] brennbare Bestandteile, Kohlenstoffträger genannt, wie Harz, Mehl, Naphthalin. Häufig finden sich überdies darin Beimischungen anderer Salpeter, wie Natronsalpeter, oder gewisser Salze, wie Kaliumbichromat, die [illegible] der Schlagwettersicherheit hinwirken sollen.

[illegible] Sicherheitssprengpulver ist beispielsweise ein Gemenge [illegible] Ammonsalpeter, [illegible] Leinöl, 1,2% Schwefel, 0,9% Barytsalpeter.

[1] [illegible] Nr. [illegible] v. J. 1887.

Behufs Herstellung dieses Sprengmittels werden die vorher sehr fein gemahlenen Bestandteile zunächst mit der Hand vorgemischt, dann in Holztrommeln längere Zeit innig miteinander gemengt und in Kollergängen oder hydraulischen Pressen verdichtet. Der entstandene Kuchen wird getrocknet und vermittelst Körnmaschinen zerkleinert. Das durch feinmaschige Siebe fallende Korn wird in Patronenpapier, welches zum Schutze der Patronen gegen äußere Feuchtigkeit mit Stanniol beklebt ist, verpackt.

Die Ammonite sind gegen Stoß und Schlag im allgemeinen unempfindlich. Auch Funken oder Flammen verursachen, solange nicht Initialzündungen, namentlich Sprengkapseln oder andere Sprengstoffe in der Nähe sind, keinerlei Gefahr. Als Nachteil sind die hygroskopischen Eigenschaften aller Ammonsalpetersprengstoffe hervorzuheben. Diese Sicherheitssprengstoffe müssen daher besonders gut verpackt sein und dürfen nicht allzulange in feuchten Magazinen lagern; andernfalls nehmen sie Feuchtigkeit auf und verlieren ihre Explosionsfähigkeit. Die Schlagwettersicherheit der Ammonite ist als eine im allgemeinen ausreichende anzusehen.

Der Transport der Ammonite unterliegt keinen einschränkenden Bestimmungen. Diese Art Sprengmittel ist auf den Eisenbahnen als Stückgut zugelassen.

b) *Die Karbonite.*

220. Eine eigentümliche Klasse von Sprengmitteln, die zugleich durch Zusammensetzung wie ausnehmend hohe Schlagwettersicherheit sich auszeichnet, ist die der Karbonite, wozu auch die Ammonkarbonite und wettersicheren Gelatinedynamite gerechnet werden können. Sie enthalten neben den verschiedenen Salpeterarten und verbrennlichen Bestandteilen an sich explosible Substanzen, namentlich Nitroglyzerin. Besonders genannt zu werden verdient der Kohlenkarbonit als ältester und wettersicherster aller hierher gehörigen Sprengmittel, eine nach Brotteig riechende graue Masse von der Zusammensetzung 25,0% Nitroglyzerin, 34,0% Kalisalpeter, 39,5% Mehl, 1,0% Barytsalpeter, 0,5% Soda.

Zur Herstellung dieses Sprengstoffes werden zunächst Salpeter und Mehl, nach voraufgegangener sorgfältiger Trocknung und feinster Vermahlung, miteinander gemischt. Die weitere Verarbeitung erfolgt in besonderen Mischmaschinen, wobei in das durch Flügel umgerührte Pulver in feinem Strahle Nitroglyzerin einfließt. Die fertige Masse wird schließlich zu Patronen geformt.

Die Karbonite nebst den der gleichen Gruppe zuzuzählenden verwandten Sicherheitssprengstoffen sind, zum Unterschiede von den Ammoniten, empfindlich gegen heftige mechanische Impulse und bedürfen daher einigermaßen sorgsamer Behandlung; auch unterliegen sie dem Gefrieren infolge ihres Gehaltes an Nitroglyzerin. Andrerseits besitzen sie den Vorzug hoher Schlagwettersicherheit, der sie für den Betrieb von schlagwetterführenden Gruben unentbehrlich gemacht hat.

c) *Wetterdynamite.*

221. Unter dem Namen »Wetterdynamite« verstand man ursprünglich nur Guhrdynamite, denen kristallwasserhaltige Salze, wie Glaubersalz, Magnesiumsulfat, Ammoniumoxalat, zugesetzt worden waren in der Absicht, sie für schlagwetterführende Gruben verwendbar zu machen. Ein in England noch heute gebrauchter Wetterdynamit besitzt die Zusammensetzung 31—34% Nitroglyzerin, 11—14% Kieselguhr, 47—51% Magnesiumsulfat und 4—6% Kalisalpeter. Die Schlagwettersicherheit und auch die Sprengleistung dieser Dynamite ist indessen verhältnismäßig gering, und ihre Bedeutung gegenüber den vorgenannten Arten von Sicherheitssprengstoffen hat daher ständig abgenommen. Immerhin sind sie der Erwähnung wohl wert im Hinblick auf den entwicklungsfähigen Grundgedanken, nämlich einen Teil der freiwerdenden Explosionswärme durch

Ketten um die Steine oder befestigten Klauen an dieselben; die Steine wurden gehoben. Um nun die schwersten Blöcke zu lockern und bequemer die Hebewerkzeuge an ihnen befestigen zu können, wurden häufig auf dem Meeresgrunde bei 4—6 m Tiefe Ladungen von je 10 kg Schießwolle zur Detonation gebracht. Diese Explosionen lockerten je zwei bis vier Blöcke von etwa 2 cbm Größe, drängten sie wohl auch vollständig aus ihrem Lager heraus, so daß sie hernach leicht gehoben werden konnten.[1]

Die großartigste derartige Sprengung betraf den Flood-Rock, eine unterseeische Klippe in der Nähe des Hafens von New York, durch welche die Schiffahrt an dieser verkehrsreichen Stelle in hohem Grade behindert wurde. Die zu sprengende Felsmasse bedeckte eine Fläche von etwa $4^1/_2$ Hektaren bei einem Inhalte von etwa 1,8 Millionen cbm. Sie wurde ihrer ganzen Ausdehnung nach unterminiert. Man grub zunächst zwei Brunnen von je 20 m Tiefe und drang von hier aus in horizontalen, parallelen und sich rechtwinklig kreuzenden Stollen innerhalb der ganzen Felsmasse vor. Einzelne Stollen erreichten über 300 m Länge, und ihre Gesamtlänge betrug etwa 6500 m. 467 Pfeiler von je 25 qm Grundfläche ließ man stehen als Stützen für die gewaltige überlagernde Felsmasse von 4—6 m Dicke. Schließlich wurden auch diese Pfeiler am 10. Oktober 1885 auf einmal fortgesprengt. Das Meer erhob sich auf 400 m Länge und 250 m Breite bis zu Höhen von 60 m. Obgleich die Zündung auf elektrischem Wege, also gleichzeitig erfolgte, empfand man drei getrennte Erschütterungen, entsprechend den drei verschiedenen Medien Wasser, Luft und Erde, in denen sich der Explosionsstoß mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzte. An Sprengstoffen wurden verbraucht 109000 kg Rackarock sowie 34000 kg Guhrdynamit. Bemerkenswert ist für diese große Sprengung noch, daß man die direkte Initiierung vermittelst Sprengkapsel ergänzte durch die Wirkung der Übertragung (Influenz), und zwar zu dem Zwecke, um die Anzahl der erforderlichen elektrischen Zündleitungen auf das allernotwendigste zu beschränken.[2]

In einem strengen Winter hatten sich auf dem Rhonefluß kurz vor Lyon Eismassen von durchschnittlich 18—20 cm Stärke angesammelt, die beseitigt werden sollten, um den freien Abfluß des Wassers zu sichern und bei plötzlich eintretendem Tauwetter einer Überschwemmung vorzubeugen. Als man auf der Oberfläche der Eisschollen Dynamitpatronen, mit einer leichten Tonschicht bedeckt, zur Explosion brachte, wurden nur wenig befriedigende Wirkungen erzielt. Man schnitt hierauf Rillen ins Eis von etwa 1 m Länge und 4—5 cm Tiefe in einer Entfernung von 14 m vom Rande der Scholle und füllte sie mit etwa 210 g Dynamit, welches mit einer Sandschicht von 3—4 cm Höhe bedeckt wurde. Unmittelbar nach der Explosion zeigten sich im Eise Sprünge von 40—50 m Länge; einer davon erstreckte sich sogar auf 220 m. Aber auch dieses Verfahren führte noch nicht zu dem gewünschten Ziele. Es wurden deshalb Löcher von 8—10 cm Durchmesser senkrecht ins Eis gebohrt und Dynamitpatronen von 17—30 g Gewicht hindurchgesteckt bis etwa 70 cm unter die Oberfläche des Eises. Auf solche Weise gelang es ohne Schwierigkeit, täglich eine Fläche von 50000 qm des dicken Eises zu zertrümmern.[3]

Der Dampfer Leader, ein Schiff von 86 m Länge, 11 m Breite und 1100 Registertonnen Größe, strandete am 29. März 1885 auf der Schelde dicht vor dem Hafen von Antwerpen. Nach fruchtlosen Versuchen ihn abzubringen, brach er in zwei Stücke auseinander. Obgleich das Wrack außerhalb des eigentlichen Fahrwassers lag, beeinträchtigte es dennoch die Sicherheit der Schiffahrt insofern, als es der Flutwelle eine andere Richtung gab und infolge davon Ablagerungen

[1] M. v. FÖRSTER, Komprimierte Schießwolle 1886, 24. — [2] P. CHALON, Explosifs modernes 1889, 307. — [3] Ebenda, S. 334.

223. Über die **praktische Leistungsfähigkeit** der Sprengmittel lassen sich allgemein zutreffende Angaben nicht machen. Der gesamte Explosionsverlauf und insbesondere die Geschwindigkeit der Druckentwicklung sind ja nicht nur von dem chemischen oder physikalischen Charakter des Explosivstoffes abhängig, sondern ebenso sehr von der Beschaffenheit des umgebenden Mediums, dessen Widerstand überwunden werden soll. Je nachdem es sich um die Förderung weicher Kohle oder mehr oder weniger harten Gesteins, um die Zertrümmerung elastischen Holzes oder zähen Eisens, um Sprengungen an freier Luft oder bei kräftiger Verdämmung handelt, wird auch die Leistung eines gegebenen Sprengmittels ungleicher Beurteilung unterliegen können. Lediglich um eine Andeutung von den in Frage kommenden Verhältnissen zwischen Sprengstoffverbrauch und Sprengleistung zu geben, sei angeführt, daß nach den Aufzeichnungen beim Bau des Gotthardtunnels im Jahre 1880 auf je 1000 kg ausgesprengten Felsbodens — es war mittelharter Gneisgranit — etwa 1 kg Sprengstoff kam. Für Guhrdynamit stellte sich der Verbrauch auf etwa 3,3 kg pro cbm Gestein, für die kräftigere Sprenggelatine auf nur 2,3 kg. Die tatsächliche Ausnutzung der dem Sprengmittel innewohnenden Energie ist in der Regel eine überraschend geringe; man schätzt sie günstigenfalls auf 15—20% der rechnungsmäßigen Leistungsfähigkeit. Nur unter ausnahmsweise günstigen Verhältnissen, wie solche die

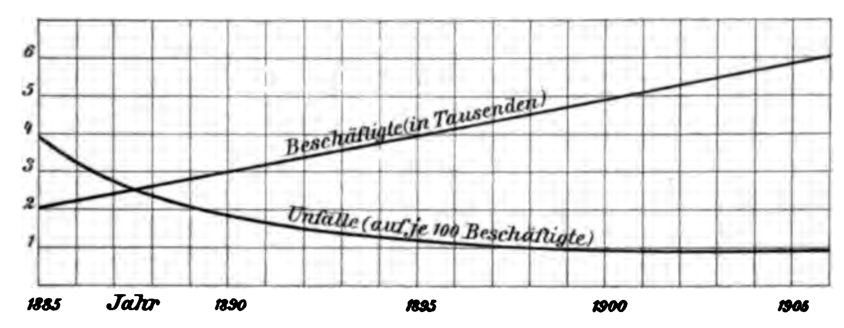


Fig. 45. Abnahme der Explosionsunfälle in England.

Sprengung großer geschlossener Eisenmassen, z. B. der sogenannten Hochofensauen, darbietet, können Ausnutzungen der Sprengkraft bis zu einem Drittel ihres Betrages angenommen werden. Nicht viel besser verhalten sich in dieser Beziehung die Treibmittel. Vergleichsweise sei bemerkt, daß die nutzbare Arbeit des Geschosses an der Laufmündung einer Feuerwaffe allerhöchstens 35% der vorhandenen Pulverenergie erreicht. Auch die Grenze der Auswertung unserer Brennstoffe für den Zweck der Leistung von mechanischer Arbeit kann mit 32% (im Diesel-Motor) angesetzt werden.

Die Nützlichkeit der Sprengstoffe für technische Zwecke, die Möglichkeit, mit deren Hilfe Leistungen zu vollbringen, welche auf andere Weise und mit anderen Mitteln unausführbar oder nur unter Aufwand außerordentlich großer Mengen an Zeit und Geld möglich gewesen wären, kann nicht besser zur Anschauung gebracht werden, als durch Wiedergabe von Berichten über bestimmte, tatsächlich ausgeführte Sprengungen, wobei hinzugefügt sei, daß ähnliche Fälle sich auf dem Erdenrunde wohl alle acht Tage abspielen.

In der Ostsee zwischen den Inseln Bornholm und Rügen befindet sich der „Adlergrund“, eine Untiefe, die durch große, auf dem Meeresgrunde liegende, ehemalige Gletscherblöcke gebildet wird. An den seichtesten Stellen hat die preußische Regierung behufs Vertiefung Steine vermittelst Schiffen, die mit Krähnen versehen waren, herausheben lassen. Taucher stiegen hinunter, schlugen

Grunde ist es geboten, Fabrikationsabfälle, Reste von Sprengstoffen, Kehrichtmengen, die explosible Stoffe enthalten, auf zweckmäßige Weise unschädlich zu machen. Die Art der Vernichtung hat sich, wenn sie zum Ziele führen soll, dem Charakter des betreffenden Sprengstoffes anzupassen.[1]

Schwarzpulver wird am besten in Wasser gebracht. Durch Umrühren des Pulvers befördert man die Auflösung des Salpeters.

Rauchschwaches Pulver streut man in eine lange, dünne Linie aus und entzündet es an dem einen Ende vermittels Zündschnur oder Streichholz. Ähnlich verfährt man mit Nitrozellulose.

Zur Vernichtung von Dynamiten aller Art ist Wasser in keinem Falle geeignet, da es das Nitroglyzerin in Freiheit setzt und dieses unter Umständen noch nachträglich Unheil anrichten kann. Kleinere Mengen Dynamit schiebt man brockenweise in offenes Feuer. Ganze Patronen von Dynamit befreit man zunächst von ihrer Papierumhüllung, legt sie mit den Enden aneinander und zündet die erste Patrone vermittelst Zündschnur an. Da mit der Möglichkeit einer Explosion der Masse zu rechnen ist, hat man sich in angemessene Entfernung zurückzuziehen. Zweckmäßigerweise nimmt man eine derartige Arbeit nur bei trockener, ruhiger Luft vor. Nitroglyzerin für sich allein wird am besten durch Behandlung mit alkoholischer Natronlauge zerstört.

Sprengstoffe, welche Ammoniumnitrat enthalten und daneben kein Nitroglyzerin, werden in Wasser geworfen oder auch in offenem Feuer stückweise verbrannt.

Sprengkapseln werden am sichersten beseitigt, indem man sie vermittelst Zündschnur zur Explosion bringt.

Daß die Beseitigung oder Vernichtung der Knallquecksilberabfälle in den Zündhütchen- und Sprengkapselfabriken zuweilen mit Schwierigkeiten verknüpft ist, zeigt folgender im Jahresbericht der Berufsgenossenschaft für die chemische Industrie 1905 mitgeteilter Fall: Die Ausschuß-Sprengkapseln waren in einer mit Schwefelnatriumlauge gefüllten Steingutschale monatelang gesammelt worden in der Meinung, das Knallquecksilber werde hierdurch zersetzt und unschädlich gemacht. Als man aber die Steingutschale mit ihrem Inhalt in eine Senkgrube entleerte, erfolgte eine Explosion, wobei der betreffende Arbeiter getötet wurde. In dem Verwaltungsbericht der Berufsgenossenschaft vom Jahre 1891 ist bereits einmal auf die besondere Gefahr aufmerksam gemacht worden, Knallquecksilber mit alkalischen Substanzen, wie Schwefelnatrium, in Berührung zu bringen, da hierbei explosive Natrium-Verbindungen entstehen. Die technischen Aufsichtsbeamten haben sich, durch derartige Vorkommnisse veranlaßt, mit der Frage der Vernichtung von Ausschuß-Sprengkapseln eingehend beschäftigt und sind zu dem Resultat gekommen, daß für die Vernichtung des Knallsatzes die altbewährte Methode des Kochens mit Wasser zu empfehlen sei, da hierbei das Knallquecksilber zersetzt und das Kaliumchlorat leicht vom Schwefelantimon getrennt werden kann. Die Kochdauer muß nur entsprechend lang gewählt sein, da die Zersetzung des gepreßten Knallsatzes naturgemäß langsamer vor sich geht, als bei der Vernichtung der Abfalllaugen bei der Herstellung des Knallquecksilbers. Nach dem Kochen müssen die Kapseln einzeln abgebrannt werden, um die etwa noch anhaftenden Reste von Zündsatz unschädlich zu machen.

225. Auf den Tabellen 55 und 56 sind die wichtigsten Sprengmittel nach ihrer Zusammensetzung und ihren Eigenschaften zusammengestellt.

---

[1] F. HEISE, Sprengstoffe und Zündung der Sprengschüsse, 1904, 126. Mém. Poudr. Salp. I, zweiter Teil, S. 44; 1882—83. Annual Reports of H. M. Inspectors of Explosives.

Tabelle 55. Charakteristik und Zusammensetzung wichtiger Sprengmittel (unter Ausschluß der schlagwettersicheren).

Gattung	Charakteristik	Bezeichnung	Zusammensetzung
Schwarzpulver	Sprengstoffe, welche nicht einer Sprengkapsel zur Zündung bedürfen	Sprengpulver	65—75 % Kalisalpeter, 10—15 % Schwefel, 15—20 % Kohle
		Sprengsalpeter	76 % Natronsalpeter, 10 % Schwefel, 14 % Kohle
		Petroklastit	69 % Natronsalpeter, 5 % Kalisalpeter, 10 % Schwefel, 15 % Steinkohlenpech, 1 % Kaliumbichromat
		Haloxylin	75 % Kalisalpeter, 15 % Sägemehl, 8 % Holzkohle, 2 % Ferricyankalium
		Lithofracteur	77 % Barytsalpeter, 2 % Kalisalpeter, 21 % Holzkohle
Guhrdynamit	Sprengstoffe mit Nitroglyzerin in nicht gelatiniertem Zustande	Dynamit I	75 % Nitroglyzerin, 25 % Kieselguhr
		Dynamit II	18 % Nitroglyzerin, 72 % Kalisalpeter 10 % Holzkohle
		Rhexit	64—67 % Nitroglyzerin, 18 % Natronsalpeter, 11 % Lohmehl, 4—7 % Holzmehl
		Dynammon	45 % Nitroglyzerin, 47,2 % Ammonsalpeter, 7,8 % Rotkohle
—	—	Sprenggelatine	90—93 % Nitroglyzerin, 7—10 % Kollodiumwolle
Gelatinedynamit	Sprengstoffe mit Nitroglyzerin in gelatiniertem Zustande nebst Zumischpulver	Gelatinedynamit	62,5 % Nitroglyzerin, 2,5 % Kollodiumwolle, 25,5 % Natronsalpeter, 8,75 % Mehl, 0,75 % Soda
		Gelignit	54—63 % Nitroglyzerin, 3—5 % Kollodiumwolle, 26—34 % Kalisalpeter, 6—9 % Holzmehl, 0,5 % Kreide
		Ammonsprenggelatine	38—47 % Nitroglyzerin, 2—3 % Kollodiumwolle, 46—55 % Ammonsalpeter, 3,5—5 % gedörrtes Mehl, 0,5 % Soda
—	Sprengstoffe mit Trinitrotoluol	Donarit	80 % Ammonsalpeter, 3,8 % Nitroglyzerin, 0,2 % Kollodiumwolle, 12 % Trinitrotoluol, 4 % Mehl
		Permonit	42,5 % Ammonsalpeter, 32,5 % Kaliumperchlorat, 10,0 % Trinitrotoluol, 10,5 % Stärkemehl, 3,0 % Holzmehl, 1,5 % Feuchtigkeit
Ammonite	Ammonsalpetersprengstoffe ohne Zusatz von Nitroglyzerin	Sekurit	37 % Ammonsalpeter, 34 % Kalisalpeter, 29 % Mono- und Dinitrobenzol
		Gesteinsroburit	82,5 % Ammonsalpeter, 17,5 % Dinitrobenzol
		Dynammon I	88 % Ammonsalpeter, 12 % Rotkohle
Ammonale	Ammonsalpetersprengstoffe mit Zusatz von Aluminiumpulver	Ammonal	72 % Ammonsalpeter, 23,5 % Aluminiumpulver, 4,5 % Rotkohle
		Anagon-Sprengpulver	84,5 % Ammonsalpeter, 1,5 % Kalisalpeter, 8 % Holzkohle, 5,5 % Aluminiumpulver, 0,5 % Barytsalpeter
Cheddite	Sprengstoffe mit Kaliumchlorat	Cheddit	80 % Kaliumchlorat, 10 % Nitronaphtalin, 2 % Dinitrotoluol, 8 % Rizinusöl
		Silesia A	75 % Kaliumchlorat, 25 % nitriertes Harz
—	—	Oxyliquit	80 % flüssige Luft, 10 % Korkkohle, 10 % Paraffin

Tabelle 56. Charakteristik und Zusammensetzung wichtiger schla[illegible] wettersicherer Sprengmittel.

Gattung	Charakteristik	Bezeichnung	Zusammensetzung
Ammonite	Sprengstoffe von kräftiger Wirkung, gegen Schlag unempfindlich, ungefrierbar, aber hygroskopisch. Schlagwettersicherheit ausreichend hoch	Dahmenit A	91,3 % Ammonsalpeter, 6,5 % Napthali[illegible] 2,2 % Kaliumbichromat
		Roburit I	87,5 % Ammonsalpeter, 7 % Dinitrobe[illegible] zol, 0,5 % Kaliumpermanganat, 5 [illegible] Ammonsulfat
		Westfalit	91 % Ammonsalpeter, 4 % Kalisalpet[illegible] 5 % Harz
		Antigrisou Favier II	80,9 % Ammonsalpeter 11,7 % Dinitr[illegible] naphtalin, 7,4 % Salmiak
Ammonkarbonite	Sprengstoffe, welche ihrem Charakter nach eine Zwischenstufe zwischen Ammoniten u. Karboniten bilden	Ammonkarbonit	82 % Ammonsalpeter, 10 % Kalisalpeter, 3,8 % Nitroglyzerin, 0,2 % Kollodiumwolle, 4 % Mehl
		Grisoutine B	88 % Ammonsalpeter, 11,75 % Nitroglyzerin, 0,25 % Kollodiumwolle
Karbonite u. wettersichere Gelatinedynamite	Sprengstoffe von mäßiger Leistungsfähigkeit, lagerbeständig aber gefrierbar. Schlagwettersicherheit sehr hoch	Kohlenkarbonit	25 % Nitroglyzerin, 34 % Kalisalpeter, 39,5 % Mehl, 1 % Barytsalpeter, 0,5 % Soda
		Phönix I	30 % Nitroglyzerin, 32 % Natronsalpeter, 38 % Roggenmehl
		Wettersicherer Gelatinedynamit II	29,6 % Nitroglyzerin, 0,4 % Kollodiumwolle, 32 % Ammonsalpeter, 6 % Kalisalpeter, 10 % Seife, 17 % Roggenmehl, 3 % flüssigen Kohlenwasserstoff, 2 % Holzmehl
		Gelatinekarbonit	25,3 % Nitroglyzerin, 0,7 % Kollodiumwolle, 6,9 % (Leim-Glyzerin-)Gelatine, 25,6 % Kochsalz, 41,5 % Ammonsalpeter
		Nobelit	28 % Nitroglyzerin, 0,7 % Kollodiumwolle, 11 % Dextrin, 0,5 % Holzöl, 39,7 % Ammonsalpeter, 2,5 % Holzmehl, 17,6 % Kochsalz
Wetterdynamite	Sprengstoffe von verhältnismäßig geringer Sprengkraft, gefrierbar. Schlagwettersicherheit nicht ausreichend hoch	Wetterdynamit	52 % Nitroglyzerin, 13 % Kieselguhr, 35 % kristallisierte Soda
		Grisoutine D	40—45 % Nitroglyzerin, 10—12 % Kieselguhr, 42 - 49 % kristallisiertes Magnesiumsulfat, 1 % Soda
		Grisoutite	42—46 % Nitroglyzerin, 9—12 % Holzmehl, 44—46 % kristallisiertes Magnesiumsulfat
		Nobel Ardeer Powder	31—34 % Nitroglyzerin, 11—14 Kieselguhr, 4—6 % Kalisalpeter, 47—51 % kristallisiertes Magnesiumsulfat

Namenregister.

(Die Zahlen verweisen auf die Seite, nicht auf die Ziffern des Textes.)

C.

D.

E.

F.

G.

H.

J.

K.

L.

O.

P.

R.

S.

Z.

Sachregister.

(Die Zahlen verweisen auf die Seite, nicht auf die Ziffern des Textes.)

A.

B.

C.

D.

E.

L.

M.

N.

T.

U.

V.

W.

Z.

MACH, E., Die Prinzipien der Wärmelehre. Historisch-kritisch entwickelt. 2. Auflage. gr. 8°. [VIII, 484 S. mit 105 Figuren und 6 Porträts.] 1900.
M. 10.—; geb. M. 11.—.

Zeitschr. für phys. Chemie: Mit dem vorliegenden Werke hat der Verf. allen denen, die in irgend einer Weise an der heutigen Entwicklung der Wärmeenergetik interessiert sind, — und welcher Chemiker, Physiker oder Techniker wäre es nicht — einen ungemein dankenswerten Dienst erwiesen. In gleicher Weise wie in seiner noch viel zu wenig gelesenen „Mechanik" hat Mach die einzelnen Grundlagen unserer Kenntnisse in ihrer geschichtlichen Entwicklung dargestellt, und führt an dem Faden des historischen Fortschrittes seine Leser in der wirksamsten und anregendsten Weise in die Beherrschung des tatsächlichen und gedanklichen Materials ein, welches den Inhalt dieser Wissenschaft bildet.

Über den Geist, in welchem das Werk abgefaßt ist, braucht bei der bekannten Eigenart des Verfassers nichts weiter gesagt zu werden; das Buch wird sicher viel zur Verbreitung klarer Ansichten in dem behandelten Gebiete und in der Physik überhaupt beitragen. Die Darstellung ist vielleicht noch anregender und lebendiger, als in dem älteren Werke.

Münchener Allgem. Zeitung: Wir begrüßen die 2., einigermaßen erweiterte Auflage von Machs Werk und wollen hiermit dasselbe als die Geistesarbeit eines im wahrsten Sinne des Wortes hervorragenden Naturphilosophen einem möglichst großen Kreise von denkenden Lesern empfehlen.

LAAR, J. J. van, Lehrbuch der mathematischen Chemie. Mit einer Einleitung von Prof. **H. W. Bakhuis-Roozeboom.** 8°. [IX, 224 S. mit 28 Figuren.] 1901.
M. 7.—; geb. M. 8.—.

Aus der Einleitung: Mit Freude begrüße ich die vorliegende Arbeit des Herrn van Laar, in welcher er aus der Gibbs-Planckschen Theorie des thermodynamischen Potentials in logischem Zusammenhang und mit großer Übersichtlichkeit die Gesetze für die Gleichgewichte in einzelnen Phasen und Phasenkomplexen entwickelt . . . . .

Hiermit empfehle ich das Buch allen denjenigen, die etwas tiefer in die thermodynamische Behandlung der Gleichgewichtsprobleme eindringen wollen. Mögen darin nach qualitativer Seite bis zu einem gewissen Punkt auch ohne mathematische Behandlung noch vielerlei Resultate zu gewinnen sein — das Bedürfnis nach tieferem Eindringen nach der quantitativen Seite hin, zumal bei größeren Konzentrationen, macht sich bereits mehrfach bemerkbar, und in dieser Richtung ist nur auf dem in diesem Buche betretenen Wege Aussicht auf bedeutende Erfolge.

PLANCK, MAX, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. [VIII, 222 S. mit 6 Abbildungen.] 1906.
M. 7.—; geb. M. 7.80.

Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingenieure: Das vorliegende Werk über Theorie der Wärmestrahlung dürfen wir rückhaltslos als eine Leistung allerersten Ranges begrüßen. Das ist vielleicht das Bewunderungswerteste an dem Buche, zu sehen, mit wie geringen Mitteln der Verfasser es verstanden hat, den Leser auf die Höhe der Forschung zu bringen.

Physikalische Zeitschrift: Planck war zweifellos der berufene Mann, um ein Lehrbuch über die Theorie der Wärmestrahlung zu schreiben, da er an der Entwicklung derselben einen hervorragenden Anteil genommen hat.

Das Ganze bietet ein ungemein durchsichtiges Bild des augenblicklichen Standes der Theorie der Wärmestrahlung, das in seiner Gesamtheit wohl geeignet ist, die Plancksche Hypothese der natürlichen Strahlung zu einer sehr wahrscheinlichen zu machen. Besonders hervorheben möchte ich noch die knappe, klare Redaktion des Textes, die lebhaft an Kirchhoffs Abhandlungen erinnert.

BERTHELOT, M., Praktische Anleitung zur Ausführung thermochemischer Messungen. Übersetzt von Prof. **G. Siebert.** 8°. [VIII, 111 S. mit 26 Fig.] 1893.
M. 2.—.

Die Thermochemie hat von Tag zu Tag eine größere Bedeutung gewonnen, weil sie das Maß für die bei den chemischen Vorgängen geleistete Arbeit liefert. Eine genaue Beschreibung der Meßmethoden und Instrumente zu kalorimetrischen Bestimmungen in der Chemie war daher erwünscht, und Berthelot hat es verstanden, im vorliegenden Buche ein Spezialwerk zu schaffen, das auch in der fließenden Übersetzung Prof. Sieberts großen Anklang gefunden hat.

BISCHOF, CARL, Die feuerfesten Tone. Mit Berücksichtigung der feuerfesten Materialien überhaupt. Dritte unter Mitwirkung von Dr. **Hermann Kaul** neubearbeitete Auflage. VIII, 446 S. mit 90 Figuren.] 1904.
M. 12.—; geb. M. 14.—.

Der Verfasser war bestrebt, auf wissenschaftlicher Grundlage das Haltbare von dem Unhaltbaren zu sondern und andererseits wirklich praktische, d. h. wirklich brauchbare Vorschriften zu bieten.

BISCHOF, CARL, Gesammelte Analysen der in der Tonindustrie benutzten Mineralien und der daraus hergestellten Fabrikate. VI, 165 S. 1901.
M. 8.—; geb. M. 9.—.

Die Sammlung ist ein übersichtliches und nützliches Nachschlagewerk füs den Tonproduzenten und -Konsumenten, nicht minder für die keramischen Fabriken.

Behufs leichteren Auffindens der einzelnen sachlich wie nach den Fundstätten geordneten Mineralien und Materialien wurde dabei eine geographische Anordnung in alphabetischer und chronologischer Reihenfolge angewendet. Daneben wird ein ausführliches Register für den bequemen Gebrauch der Tabellen förderlich sein.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

